N° d'Ordre 82

THÈSE

présentée

A LA FACULTÉ DES SCIENCES DE L'UNIVERSITÉ DE LYON

pour obtenir

le grade de DOCTEUR de 3e CYCLE en PHYSIQUE NUCLÉAIRE

par

Maurice BERLIOUX

SUJET

MODULATION EN ÉNERGIE D'UN FAISCEAU D'ÉLECTRONS PAR UNE CAVITÉ HYPERFRÉQUENCE, EN VUE DE LA MESURE DES DURÉES DE VIE DE NIVEAUX EXCITÉS DANS LE DOMAINE DE LA PICOSECONDE

Soutenue le 15 Juillet 1963

devant la Commission d'Examen :

MM.	A. SARAZIN	Président
	J. DEPRAZ R. CHERY	Examinateurs

N° d'Ordre 82

THÈSE

présentée

A LA FACULTÉ DES SCIENCES DE L'UNIVERSITÉ DE LYON

pour obtenir

le grade de DOCTEUR de 3e CYCLE en PHYSIQUE NUCLÉAIRE

par

Maurice BERLIOUX

SUJET

MODULATION EN ÉNERGIE D'UN FAISCEAU D'ÉLECTRONS PAR UNE CAVITÉ HYPERFRÉQUENCE, EN VUE DE LA MESURE DES DURÉES DE VIE DE NIVEAUX EXCITÉS DANS LE DOMAINE DE LA PICOSECONDE

Soutenue le 15 Juillet 1963

devant la Commission d'Examen :

MM.	A. SARAZIN	Président
	J. DEPRAZ R. CHERY	Examinateurs

R. UNIV.
BIBLIOTHEEK
LEIDEN

UNIVERSITE DE LYON

FACULTE DES SCIENCES

Doyens Honoraires

MM. LONGCHAMBON
DOUIN
MOUSSA
GAUTHIER Henri

Professeurs Honoraires

MM. LOCQUIN
de LARAMBERGUE
SOLLAUD
MENTZER
MOUSSA
JAFFARD
DOUIN
EYRAUD Henri

Doyen

M. BRACONNIER Jean

Assesseur

M. MESNARD

Professeurs

MM.	LONGCHAMBON	Minéralogie
	DEJARDIN	Physique Générale
	COURTY	Chimie-Physique
	PRETTRE	Chimie industrielle

MM.	KUHNER	Botanique
	MALECOT	Mécanique rationnelle et appliquée
	PARIS	Chimie minérale
	AUMERAS	Chimie
	COLONGE	Chimie organique
	FLANDRIN	Géologie appliquée
	JANIN	Physique expérimentale
	BERNARD	Physique industrielle
	DUFAY Jean	Astronomie
	NIGON	Zoologie expérimentale
	GAUTHIER Henri	Géologie générale
	VIRET	Géologie générale
	WAUTIER	Zoologie
	CHOPIN	Chimie biologique
	CUEILLERON	Chimie
	BRACONNIER	Calcul différentiel et intégral
	EYRAUD Charles	Chimie Physique appliquée
	SARAZIN	Physique nucléaire
	PERES	Physiologie
	MESNARD	Electronique
	GRANDMONTAGNE	Physique
	BOIDIN	Microbiologie et Mycologie
	BOUTILLIER	Minéralogie
	LAFOUCRIERE	Physique nucléaire
	DREUX	Chimie organique
	TEICHNER	Chimie industrielle
	PAVANS de CECCATTY	Zoologie
	DUFAY Maurice	Physique de l'Atmosphère
	MERLIN	Chimie analytique
	FRAISSE	Mathématiques

Professeurs sans chaire

MM.	GAUME	Physique
	PHILBERT	Physique nucléaire
	COHEN-ADDAD	Chimie
	DEPRAZ	Physique nucléaire
	FERON	Mathématiques
	LAFORGUE	Physique
	DAVID Louis	Géologie générale
	GAUTHIER Jean	Chimie
	LEGAY	Zoologie expérimentale S.P.C.N.
	UZAN	Physique S.P.C.N.
	CHENEVOY	Géologie appliquée
	CHANEL	Psychophysiologie

Digitized by the Internet Archive
in 2026

https://archive.org/details/IA41550014_0025

MM.	ASCH	Physique
	GINET	Zoologie
	MAURY	Mathématiques
	MICHEL	Minéralogie
	DUCET	Biologie végétale

Maîtres de Conférences

Melle	MAITROT	Physique
Mme	ERICSON	Physique générale
MM.	GEVIN	Géologie générale
	PONASSE	Mathématiques
	MARTEL	Mécanique
	CHERY	Physique
	LEFEBVRE	Mathématiques
	d'INCAN	Physique
	PERNET	Mathématiques
Melle	GAUTHERON	Chimie biologique
	BERGEON	Physique G.S.U.
	MATHIEU	Mécanique des Fluides
	LUBET	Physiologie
	ERBEIA	Physique
	DESCOTES	Chimie organique
	PICARD	Mathématiques
	LEMOIGNE	Botanique

Maître de Conférences adjoint

M.	PIERRON	Chimie

Secrétaire Principal Honoraire

M. ROUX

Conseiller Administratif

M. BURNET

A la Mémoire de mon Père

A ma Femme

AVANT - PROPOS

Cette thèse a été préparée à l'Institut de Physique Nucléaire de Lyon durant les années 1962 et 1963.

Qu'il me soit permis tout d'abord d'adresser l'expression de ma profonde gratitude à Monsieur le Professeur A. SARAZIN, Directeur de l'Institut de Physique Nucléaire de Lyon. C'est grâce à son soutien constant que ce travail a pu être réalisé.

Je tiens à remercier Monsieur le Professeur J. DEPRAZ et Monsieur R. CHERY qui ont bien voulu s'intéresser à cette thèse.

Je veux exprimer ma reconnaissance à Monsieur G. BURDET qui m'a amicalement encouragé, à Mademoiselle ESPI qui m'a si utilement conseillé pour les calculs théoriques de modulation et à Madame COUCHOUD qui en a effectué la programmation.

Je remercie tout spécialement Monsieur R. ROUGNY qui ne m'a jamais ménagé son aide et qui continue l'oeuvre pour laquelle nous venons de travailler pendant un an ensemble.

J'exprime ma gratitude à Monsieur L. VIDAL du Service de Chimie Nucléaire, qui n'a pas mesuré ses efforts pour la réalisation des cibles et s'est de plus beaucoup intéressé aux résultats obtenus.

Mes remerciements vont encore à Monsieur J.C. CALDERO et à Monsieur C. DEVESA, dont l'aide m'a été précieuse pour toutes les questions d'électronique, et à toute l'équipe du Van de Graaff.

Monsieur A. LARROSA m'a donné de nombreux conseils utiles pour la conception pratique des ensembles mécaniques. Je l'en remercie. Et je remercie de même M. POMMARD et son équipe : c'est grâce à la qualité du travail effectué à l'atelier de mécanique que la réalisation des cavités a été possible.

Enfin, je demande à Monsieur B. VEYRON, Chef du Service du Van de Graaff, de trouver ici l'expression de ma reconnaissance profonde. Son aide dans toutes les questions hyperfréquences a été essentielle, et ce travail n'aurait pu être mené à bien sans sa participation active et généreuse.

Une partie des recherches poursuivies dans le cadre de ce travail n'a pu être développée que grâce à une aide financière que le Commissariat à l'Energie Atomique a bien voulu accorder au laboratoire sous forme de contrat de recherches. Que Monsieur le Haut Commissaire à l'Energie Atomique trouve ici l'expression de nos profonds remerciements.

INTRODUCTION

Le but de ce travail a été d'étudier et de mettre au point un ensemble de modulation en énergie et de spectrométrie d'un faisceau d'électrons. Cet appareillage doit faire partie d'un montage destiné à la mesure des durées de vie dans le domaine de la picoseconde.

Les méthodes de mesure des durées de vie inférieures à la nanoseconde sont peu nombreuses. La méthode habituelle, dite de l'excitation coulombienne, ne donne qu'une mesure indirecte puisqu'elle est basée sur la détermination expérimentale de la section efficace d'interaction coulombienne (1). A partir de ce résultat sont calculées la probabilité de transition, puis la durée de vie. Ce calcul, basé sur une transition du type E2, peut d'ailleurs conduire à des erreurs appréciables si la transition n'est pas pure, et en particulier si le type M1 est prédominant. Il est donc intéressant de pouvoir comparer les résultats ainsi obtenus avec ceux donnés par une mesure plus directe.

La méthode des coïncidences retardées est limitée à environ 5.10^{-10} seconde. Et ce n'est que récemment (1956) que GERHOLM (2) a proposé une nouvelle technique permettant une mesure directe des durées de vie comprises entre 5.10^{-10} et 10^{-12} seconde. JOHANSSON et ALVAGER (3) (4) (5) d'une part, et BLAUGRUND (6) (7) d'autre part, ont réalisé les premières mesures pratiques basées sur cette technique.

La méthode proposée consiste essentiellement à repérer sur

une onde hyperfréquence la phase correspondant à l'instant de formation d'un niveau excité et celle correspondant à sa désexcitation par émission d'un rayonnement électromagnétique. Cette désexcitation sera repérée grâce à la modulation en énergie des électrons de conversion interne émis et à leur spectrometrie, de façon à déterminer l'instant où l'énergie supplémentaire absorbée est nulle. Si le niveau étudié est le niveau intermédiaire d'une cascade, l'instant initial de formation pourra être connu de la même façon. Si le niveau étudié est produit par réaction nucléaire à partir d'un faisceau de particules, celui-ci pourra être pulsé. Cette pulsation sera obtenue par balayage du faisceau sur une fente, ce balayage étant synchrone de la modulation des électrons. La mesure de la durée de vie sera alors ramenée à une mesure de déphasage.

Dans ce travail nous avons étudié la première partie de ce dispositif, c'est à dire la modulation en énergie d'un faisceau d'électrons et la détection de l'instant de phase nulle par spectrométrie.

Dans le dispositif que nous proposons la spectrométrie des électrons est effectuée grâce à une jonction à barrière de surface et leur modulation en énergie est produite dans une cavité hyperfréquence. La jonction est placée directement dans le plongeur de la cavité. Aucun travail, à notre connaissance, n'a été entrepris sur l'association d'une cavité et d'une jonction.

CHAPITRE I

THEORIE DE LA METHODE DE MESURES DES DUREES DE VIE A L'AIDE D'ONDES ELECTROMAGNETIQUES HYPERFREQUENCES

Nota : Nous désignerons dans la suite du texte cette méthode sous le nom de méthode hyperfréquence.

I - Exposé de la méthode hyperfréquence

Soit un isotope stable X (fig.1). Considérons le premier niveau excité de cet isotope. Ce niveau est situé à une énergie E par rapport à l'état fondamental.

On se propose de mesurer la durée de vie τ de ce niveau.

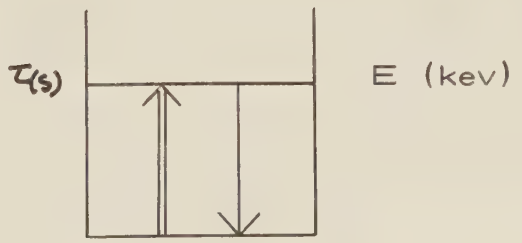


Fig. 1 - Diagramme Nucléaire d'un isotope X

On suppose pour cela que ce niveau peut être atteint par excitation coulombienne et que la transition γ vers le fondamental possède un coefficient de conversion interne suffisant. Si E_e est l'énergie de liaison des

électrons sur la couche considérée, les électrons de conversion auront une énergie E_o donnée par :

$$E_o = E - E_l$$

Ces électrons sont d'abord soumis, à l'intérieur d'une cavité hyperfréquence, à une modulation en énergie d'amplitude $\hat{E}$. Ils sont ensuite analysés par un spectromètre réglé sur l'énergie E_o. Si a est la largeur de bande de ce spectromètre, le dispositif de comptage placé en bout ne totalisera que les électrons dont l'énergie se situe dans l'intervalle $E_o \pm \frac{a}{2}$.

L'action conjuguée de la modulation et du spectromètre produit à la sortie des " paquets " d'électrons dans le temps. Le point milieu de ces paquets sera situé à l'instant où l'énergie apportée par la modulation sera nulle. Soit δ la durée d'un tel paquet (fig.2).

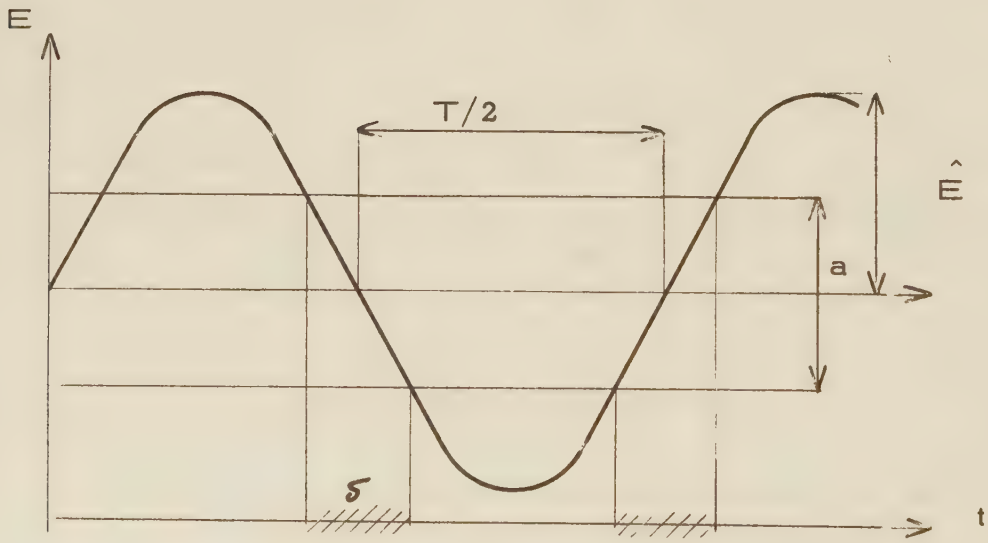


Fig. 2 - Formation dans le temps des paquets d'électrons

On peut aussi bien dire que l'ensemble cavité spectromètre se comporte comme un circuit porte pour les électrons d'énergie initial E_0 et ne les laisse passer que pendant un temps δ repéré par rapport à la phase du champ hyperfréquence dans la cavité.

Supposons alors que l'excitation coulombienne, au lieu d'être continue dans le temps, soit produite par des paquets de protons, à une fréquence identique à celle de l'ouverture du circuit porte des électrons. Pour cela le même générateur hyperfréquence alimentera à la fois le dispositif de balayage du faisceau de protons et le dispositif de modulation du faisceau d'électrons. Supposons d'autre part que l'on puisse faire librement varier la différence de phase entre ces deux actions.

Nous distinguerons alors deux cas.

1 - La durée de vie du niveau considéré est nulle, c'est à dire que la désexcitation intervient sans retard après l'excitation. (Ce cas correspond à la courbe dite instantanée d'un dispositif de mesure d'intervalles de temps).

Alors le taux de comptage instantané dépend du décalage Δt (fig.3) qui existe dans le temps entre l'arrivée d'un paquet de protons et l'ouverture du circuit porte des électrons, c'est à dire de la différence de phase entre la pulsation du faisceau et la modulation des électrons. Ce taux de comptage dépend aussi des retards constants dans les différents circuits.

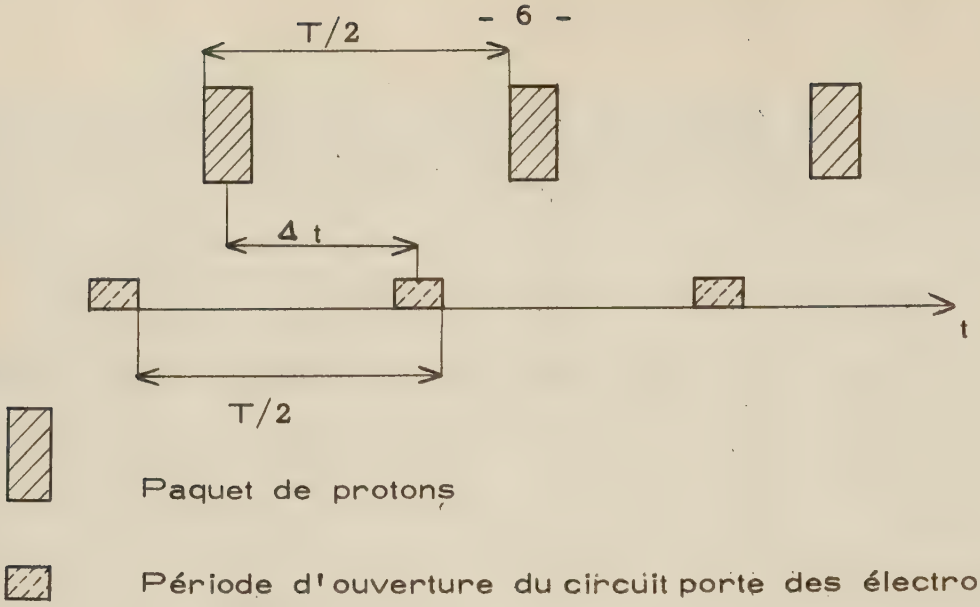


Fig. 3 - Représentation schématique de l'intervalle Δt.

2 - La durée de vie du niveau a une certaine valeur τ . Dans ce cas la variation du taux de comptage en fonction de la différence de phase permettra de déterminer la durée de vie du niveau.

Une étude théorique nous donnera la valeur possible de la résolution en temps et nous permettra de déterminer les caractéristiques qui seront imposées à la modulation en énergie et à la spectrométrie des électrons.

II - Analyse théorique de la méthode hyperfréquence

En l'absence de modulation, le dispositif spectromètrique réglé sur l'énergie initiale E_o des électrons de conversion, donnera une raie électronique $f(E - E_o)$.

Si " a " est la largeur totale à mi-hauteur de cette raie supposée gaussienne, la résolution en énergie η du spectromètre sera par définition :

$$\eta = \frac{a}{E_o}$$

Cette quantité η ne diffère que par une constante de la déviation standard relative σ/E_o d'une distribution normale (8) (σ représentant la déviation standard absolue) :

$$\eta = 2\sqrt{2\log 2}\,\frac{\sigma}{E_o}$$

En prenant pour $f(E - E_o)$ la valeur 1 si $E = E_o$,

on peut expliciter cette fonction sous la forme :

$$f(E-E_o) = \exp\left[-4\log 2\left(\frac{E-E_o}{a}\right)^2\right] \qquad (1)$$

Si $\hat{E}$ est l'amplitude et T la période de la modulation en énergie des électrons on a :

$$E - E_o = \hat{E}\sin 2\pi\frac{t}{T}$$

1 - Dans le cas où la production des électrons est constante dans le temps (faisceau de protons non pulsé) l'expression analytique de la raie électronique, c'est à dire du taux de comptage instantané devient :

$$f(t) = \exp\left[-(4\log 2)\frac{\hat{E}^2}{a^2}\sin^2 2\pi\frac{t}{T}\right] \qquad (2)$$

La représentation de f (t) pour $\hat{E} = 2$ a est donnée figure 4 .

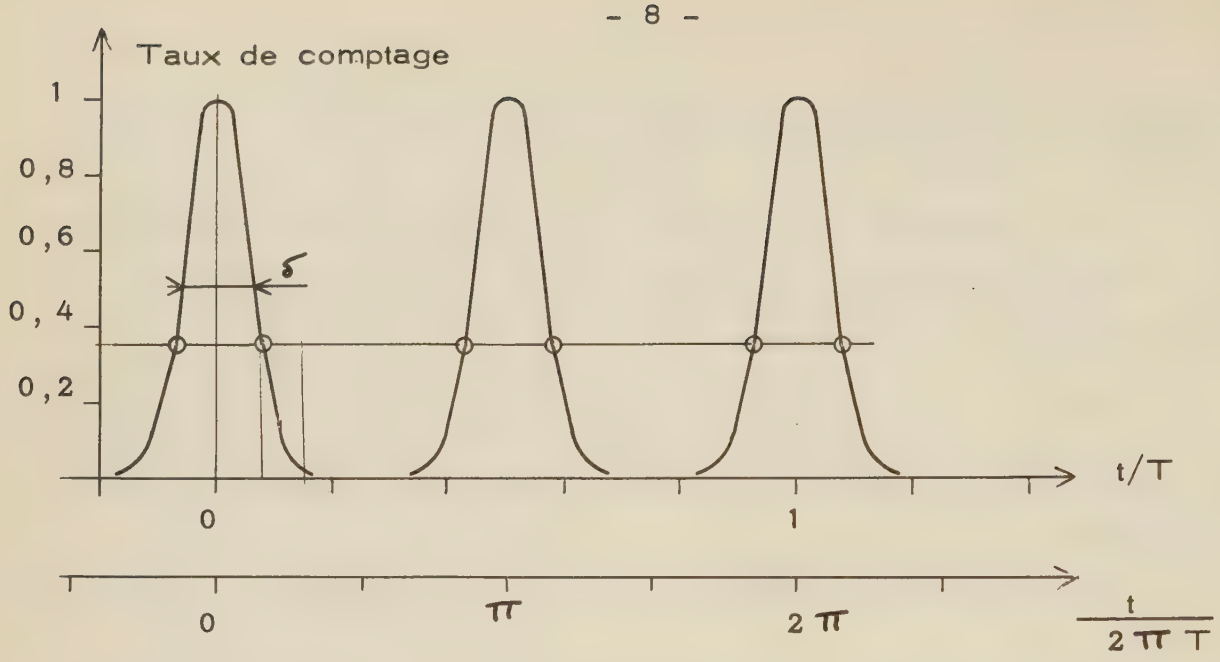


Fig.4 - Variations instantanées du taux de comptage pour E = 2 a

En fait expérimentalement, il est seulement possible de mesurer un taux de comptage moyen $\bar{C}$:

$$\bar{C} = \frac{2}{T} \int_{-T/4}^{+T/4} \exp\left[-(4 \log 2) \frac{\hat{E}^2}{a^2} \sin^2 2\pi \frac{t}{T} \right] dt \qquad (3)$$

La presque totalité du comptage est effectuée dans un intervalle de temps où $2\pi\ t/T$ est voisin de 0. Il est donc légitime, en première approximation, de confondre le sinus et l'arc dans l'équation (3). Il vient :

$$\bar{C} = \frac{a}{\hat{E}} \frac{1}{2\sqrt{\pi \log 2}} \qquad (4)$$

2 - L'intensité variable dans le temps N (t) du faisceau de protons, lorsqu'il est pulsé, suit une loi analogue à celle donnée par l'équation (3). Si on prend un facteur de modulation " b " égal à celui de l'équation (3), c'est à dire :

$$b = (4 \log 2) \frac{\hat{E}^2}{a^2}$$

On obtient :

$$N(t,\varphi) = \exp\left[-b \sin^2\left(\frac{2\pi t}{T} + \varphi\right)\right] \qquad (5)$$

Dans cette équation φ représente la différence de phase entre l'onde pulsant le faisceau et l'onde modulant les électrons, la phase de cette dernière servant d'origine.

3 - Dans le cas où les électrons et le faisceau de protons sont tous deux modulés et où la durée de vie du niveau est nulle, le taux de comptage instantané $c_0(t,\varphi)$ s'écrira :

$$c_0(t,\varphi) = f(t) \cdot N(t,\varphi)$$

soit :

$$c_0(t,\varphi) = \exp\left[-b \sin^2 \frac{2\pi t}{T} - b \sin^2\left(\frac{2\pi t}{T} + \varphi\right)\right] \qquad (6)$$

Le taux de comptage instantané n'est pas accessible à l'expérience, seul le taux moyen $\overline{c_0}(\varphi)$ peut l'être :

$$\overline{c_0}(\varphi) = \frac{1}{T} \int_{-T/2}^{+T/2} \exp -b\left[\sin^2 \frac{2\pi t}{T} + \sin^2\left(\frac{2\pi t}{T} + \varphi\right)\right] dt \qquad (7)$$

$$\overline{c_0}(\varphi) = \frac{\overline{c}}{\sqrt{2}} \exp\left(-2 \log 2 \, \frac{\hat{E}^2}{a^2} \varphi^2\right) \qquad (8)$$

La courbe représentative de la fonction $\overline{c_0}(\varphi)$ est la courbe de résolution du montage, puisqu'elle correspond à la mesure d'un intervalle de temps nul. L'équation (8) nous donne donc l'erreur sur la phase 2φ , ou largeur totale à mi-hauteur de la courbe $\overline{c_0}(\varphi)$:

$$2\varphi = \frac{a}{\hat{E}} \sqrt{2}$$

L'erreur sur le temps a donc pour valeur :

$$2t(s) = \frac{1}{\omega} \frac{a}{\hat{E}} \sqrt{2} \qquad (9)$$

Cette dernière équation est essentielle pour notre étude puisqu'elle relie l'erreur sur le temps à :

- la fréquence de modulation
- l'amplitude de la modulation
- la largeur à mi-hauteur de la courbe de résolution en énergie du dispositif spectrométrique.

La droite de la figure 5 donne la valeur de l'erreur sur le temps en fonction du rapport $a/\hat{E}$ pour la fréquence de modulation choisie (N- 3.000 MHz)

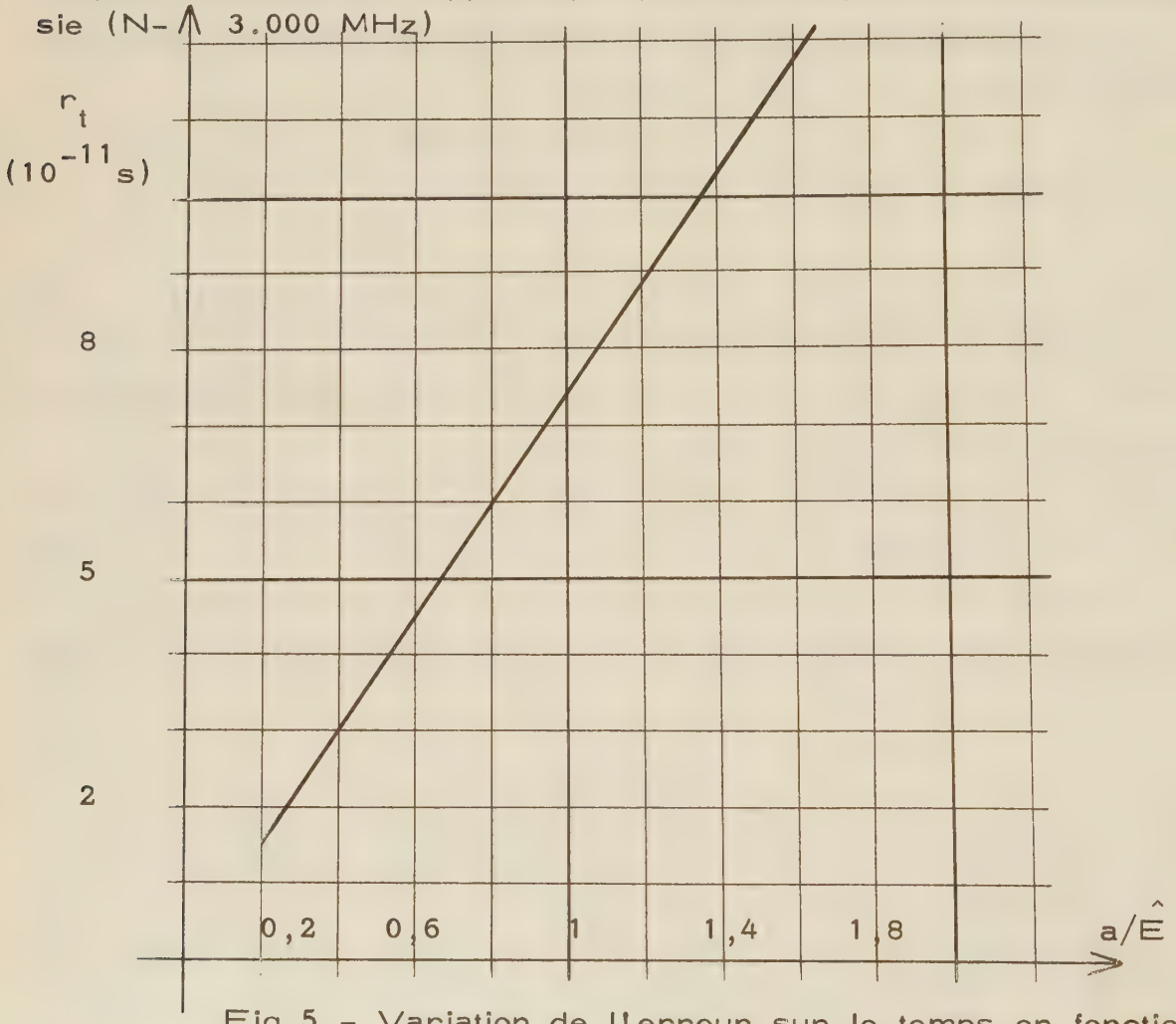
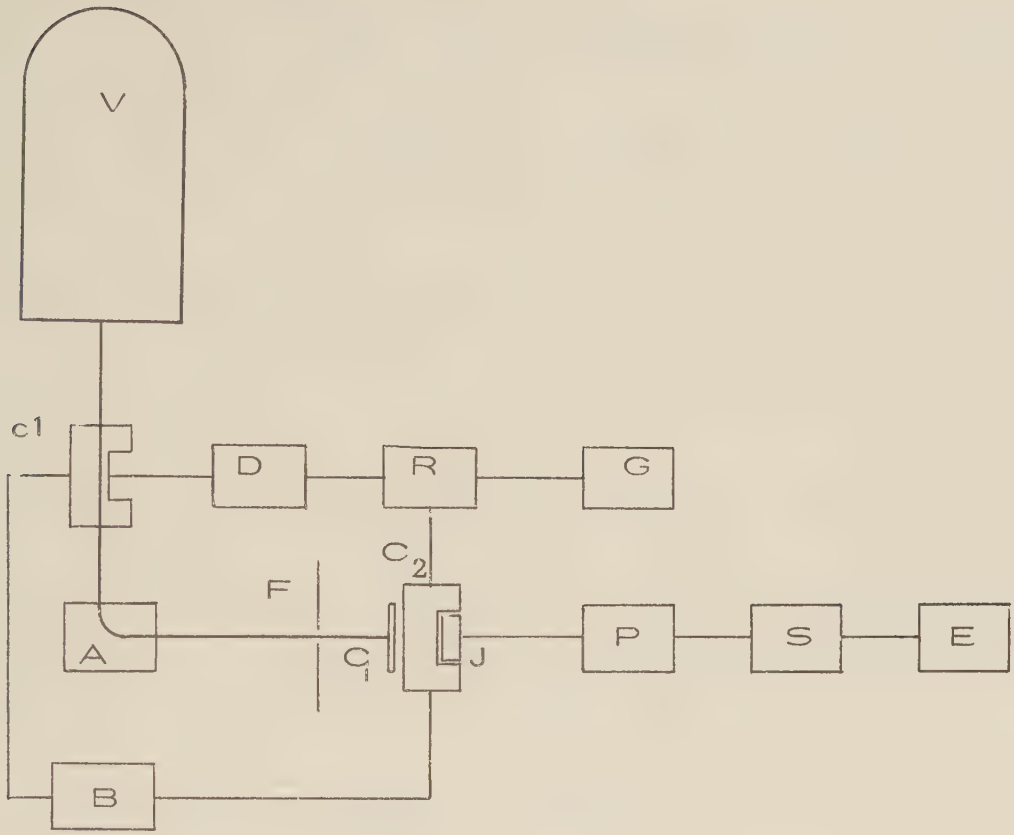


Fig.5 - Variation de l'erreur sur le temps en fonction du rapport $a/\hat{E}$ pour une pulsation $\omega = 2\pi \cdot 3.10^9$



A : Aimant de déflection du faisceau
B : Banc de mesure hyperfréquence
C1 : Cavité de pulsation du faisceau
C2 : Cavité de modulation des électrons
Ci : Cible
D : Déphaseur variable
E : Echelle de comptage
F : Fentes de règlage du faisceau
G : Générateur hyperfréquence
J : Détecteur à jonction
P : Préamplificateur
S : Sélecteur
V : Accélérateur Van de Graaff
R : Répartiteur de puissance

Fig. 6 - Schéma général du montage destiné à la mesure des durées de vie par la méthode hyperfréquence.

III - Montage expérimental

Le montage expérimental utilisé (fig.6) comprendra :

1) Un dispositif de balayage du faisceau de l'accélérateur Van de Graaff comprenant une cavité de déflection et un système de fentes.

2) Un dispositif de modulation et de spectrométrie des électrons, constitué par une cavité hyperfréquence, un détecteur à jonction suivi d'un préamplificateur qui envoie les informations reçues dans un sélecteur.

3) Un circuit hyperfréquence comprenant un générateur, un dispositif pour répartir la puissance entre la cavité du faisceau et celle des électrons, un déphaseur permettant d'obtenir une différence de phase variable entre ces deux cavités, et un banc hyperfréquence permettant de mesurer cette différence de phase.

4) Des dispositifs annexes : échelles de comptage, groupe de vide, ondemètre.

Notre travail a porté sur l'étude et la réalisation du dispositif de modulation et de spectrométrie du faisceau d'électrons.

IV - Etude théorique de la modulation en énergie d'un faisceau d'électrons.

L'équation

$$\tau_{t(\lambda)} = \frac{1}{\omega} \frac{a}{\hat{E}} \sqrt{3} \qquad (9)$$

a montré l'importance du rapport $a/\hat{E}$.

La détermination de la valeur de ce rapport peut se faire :

1) Par une mesure séparée de a et de $\hat{E}$: dans ce cas " a " est obtenu expérimentalement en relevant la courbe de résolution en énergie du spectromètre, mais $\hat{E}$ ne peut être déterminée que par le calcul.

2) Par l'étude d'une grandeur liée à ce rapport : cette grandeur sera le taux de comptage moyen $\bar{c}$ (fig.7) correspondant à l'énergie E_o, et lié au rapport $a/\hat{E}$ par l'équation (4).

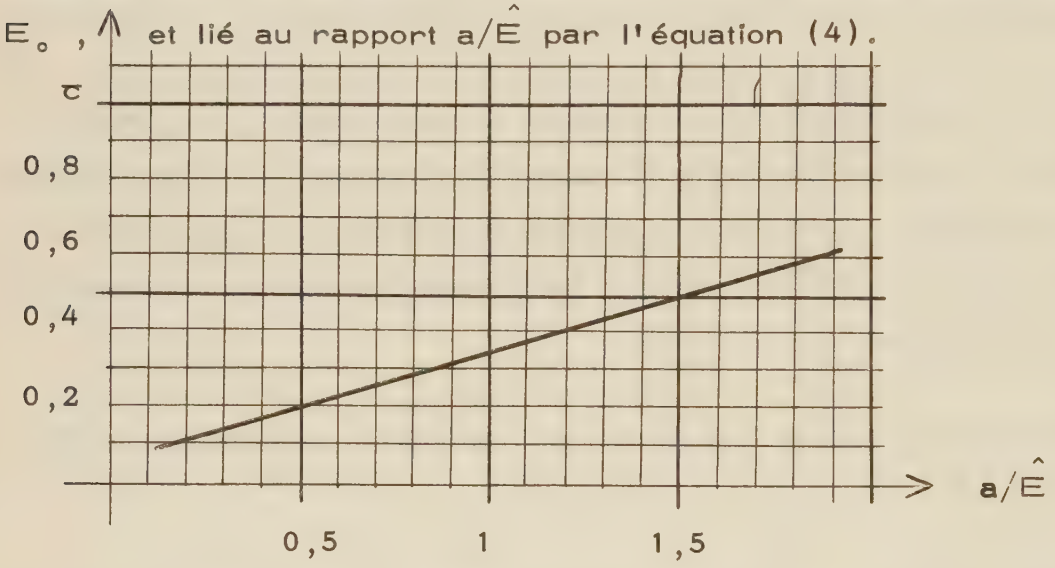


Fig.7 - Variation du taux de comptage moyen $\bar{c}$, correspondant à l'énergie E_o, en fonction du rapport $a/\hat{E}$.

3) Par comparaison des courbes obtenues expérimentalement par modulation et spectrométrie d'un pic électronique avec les courbes déterminées théoriquement pour des valeurs données de a et de $\hat{E}$.

Cette troisième méthode est plus satisfaisante que la seconde puisqu'elle permet d'exploiter l'ensemble des informations fournies par le détecteur à jonction. Mais elle impose de connaître l'expression analytique représentant la raie électronique après modulation.

Considérons pour cela l'expression d'une raie électronique de forme gaussienne (paragraphe III) et centrée en un point d'abscisse x :

$$f(E) = A \; e^{-\frac{(E-x)^2}{2\sigma^2}} \qquad (10)$$

A : Facteur de normalisation

Supposons que cette raie soit modulée en énergie, son centre se déplace suivant la loi :

$$x = \hat{E} \sin \omega t$$

c'est à dire que le poids statistique, dont il convient d'affecter la raie suivant sa position, a pour valeur :

$$t = \left| \frac{1}{\omega} \text{ Arc sin } \frac{x}{\hat{E}} \right| \qquad (11)$$

La probabilité P (E) d'avoir des électrons d'énergie E est donc une probabilité composée définie par :

$$P(E) = A' \int_{-\hat{E}}^{+\hat{E}} e^{-\frac{(E-x)^2}{2\sigma^2}} \left| \text{Arc sin } \frac{x}{\hat{E}} \right| dx \qquad (12)$$

Cette expression de P (E) a été programmée puis traitée dans une calculatrice - Les résultats obtenus sont donnés fig.8.

On constate que l'action de la modulation se traduit aux faibles énergies par un élargissement du pic. Lorsque l'énergie de modulation croît, le pic se dédouble mais sans que le taux de comptage correspondant à l'énergie E_o devienne nul. En effet les électrons qui passent dans la cavité à un instant où le champ est nul, conservent leur énergie initiale E_o, quelle quesoit l'amplitude de la modulation.

V - Plan de l'étude expérimentale

Nous savons à présent que l'erreur sur le temps donnée par la méthode hyperfréquence est proportionnelle au rapport $a/\hat{E}$, qu'il nous appartient donc de rendre aussi petit que possible.

Nous avons déterminé par le calcul la forme que prendra un pic électronique, après modulation en énergie des électrons, ce qui nous permettra de vérifier les résultats obtenus.

Nous pouvons donc entreprendre le travail expérimental qui sera conduit de la façon suivante :

- Spectrométrie des électrons (chapitre II)
- Cavités pour ondes hyperfréquences (chapitre III)
- Modulation des électrons - Résultats expérimentaux (chapitre IV)

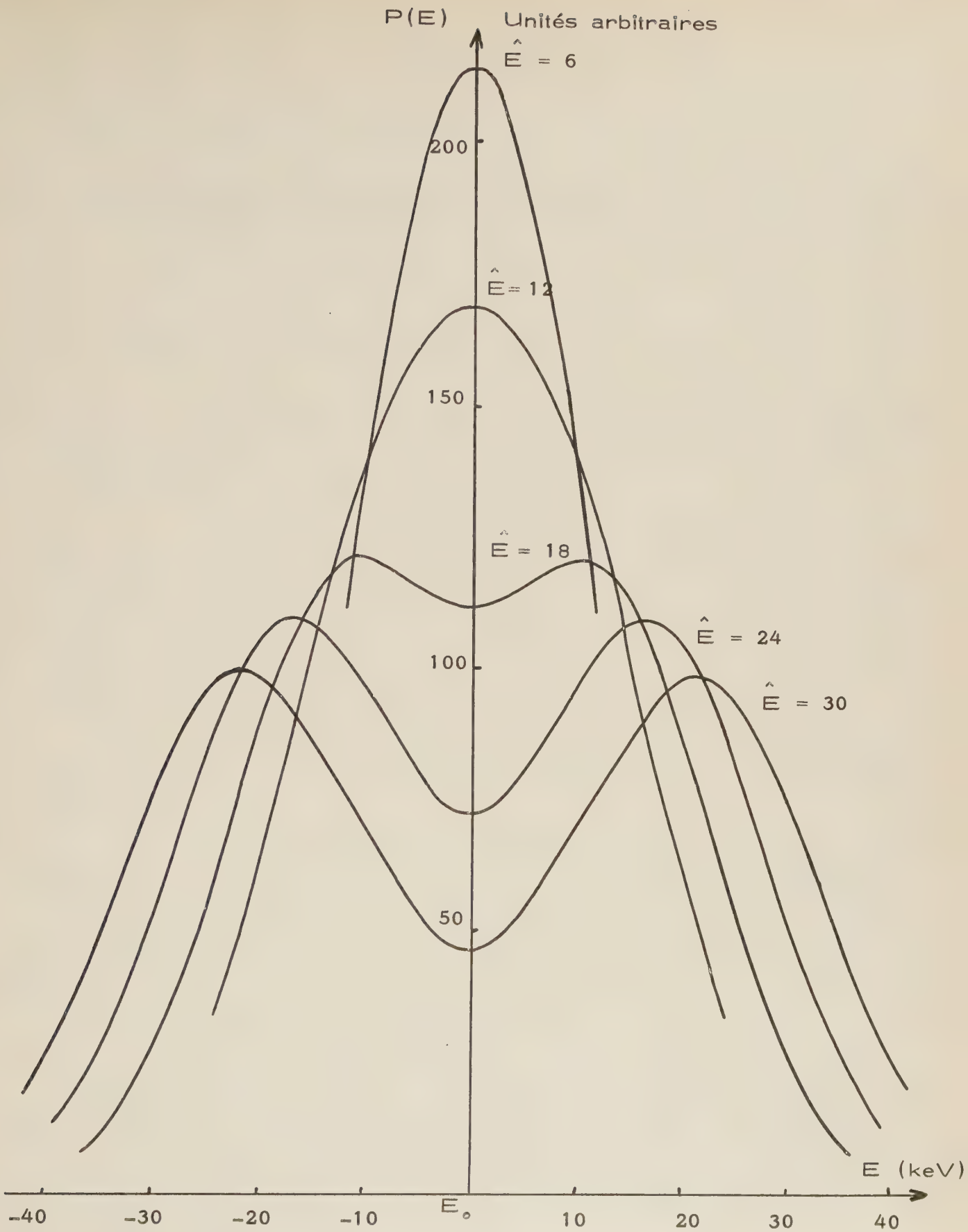


Fig.8 - Evolution de la forme d'un pic gaussien sous l'effet de modulations en énergie d'amplitudes croissantes. (La largeur à mi hauteur du pic en l'absence de modulation est de 15 keV).

CHAPITRE II

SPECTROMETRIE BETA PAR DETECTEUR A JONCTION

I - Choix du dispositif spectromètrique

L'équation (9) du chapitre précédent a montré l'intérêt d'utiliser un dispositif donnant une bonne résolution en énergie dans la spectrométrie des électrons de conversion.

Le spectromètre magnétique répond évidemment bien à cette nécessité puisque sa qualité essentielle est justement sa bonne résolution (Voir note 1). En effet les meilleurs spectromètres magnétiques ont une résolution R de l'ordre de 0,01 %, ce qui pour des électrons de 200 keV donne une largeur à mi-hauteur de 0,04 keV.

Pour le montage étudié ici, la possibilité d'employer un tel spectromètre serait très intéressante, malgré la valeur toujours faible de sa transmission.

Par contre les spectromètres magnétiques courants, possédant une bonne transmission, tels que les spectromètres à solénoïde, ont une résolution de 2 à 4 % : ceci donne une largeur à mi-hauteur de 8 keV pour des électrons de 200 keV. Il s'agit d'appareils encombrants, de réalisation délicate et coûteuse.

Ces différentes raisons nous ont fait renoncer à ce genre de spectromètre pour nous orienter vers les détecteurs à jonction. Le seul défaut des jonctions est leur assez faible résolution en énergie. Néanmoins, il est très possible d'obtenir avec des électrons de 200 keV des résolutions de l'ordre de 12 keV et même de 9 à 10 keV dans les meilleures conditions.

En résumé on voit donc qu'en ce qui concerne la résolution en énergie pour des électrons de 200 keV, les jonctions, si elles sont largement distancées par les meilleurs spectromètres magnétiques, sont parfaitement compétitives avec les spectromètres magnétiques usuels.

De plus les jonctions associées à un sélecteur multicanaux présentent l'avantage d'analyser l'ensemble des électrons incidents, alors qu'un spectromètre magnétique élimine par construction tous les électrons dont l'énergie diffère de son énergie de réglage. Donc, dans un même temps une jonction fournit un plus grand nombre d'informations, ce qui permet d'améliorer la précision de la mesure.

Note 1 - Pour un spectromètre magnétique, la résolution R est toujours donnée en % par rapport au moment (9) et non par rapport à l'énergie. Elle est donc définie par :

$$R = \Delta(B\rho) / B\rho$$

($\Delta(B\rho)$) étant la largeur totale à mi-hauteur de la raie électronique
On sait que la résolution R est une constante pour un appareil donné.
La résolution en énergie η est reliée à la résolution en moment R par la relation

$$\eta = \frac{\Delta E}{E} = \left[1 + \frac{511}{511 + E(keV)}\right] \frac{\Delta(B\rho)}{B\rho}$$

Soit pour les énergies considérées, nettement inférieures à 500 keV :

$$\eta \simeq 2 \frac{\Delta(B\rho)}{B\rho} = 2R$$

Il convient donc de multiplier par 2 la résolution indiquée pour obtenir la résolution en énergie.

II - Spectrométrie par jonction

On peut comparer le fonctionnement d'un détecteur à jonction à celui d'une chambre d'ionisation solide. Celle-ci serait constituée par la région de déplétion (fig.9) qui existe naturellement de part et d'autre d'une jonction P-N, et qui est considérablement élargie par l'application d'une polarisation inverse. Les deux surfaces limitant la région de déplétion peuvent alors être assimilées aux armatures du condensateur plan constituant une chambre d'ionisation classique.

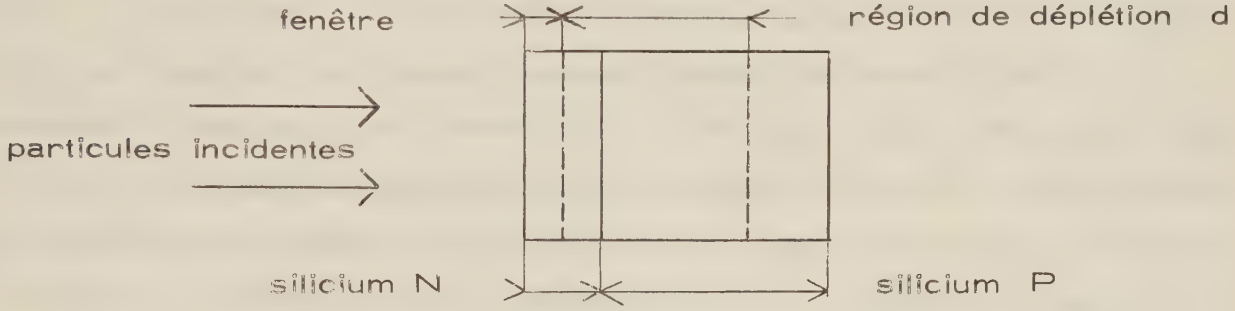


Fig. 9 - Coupe schématique d'un détecteur à jonction

Le passage d'une particule chargée donne lieu à la création d'un certain nombre de paires électron-trou. Les porteurs ainsi créés dans la région de déplétion sont rapidement entraînés par le champ électrique intense qui y règne et ils donnent naissance à une brève impulsion de courant. Au contraire les porteurs créés en dehors de la zone de déplétion diffusent lentement. Ils peuvent certes, si leur vie est assez longue, atteindre la zone de déplétion et être collectés, mais ils ne donnent alors qu'une impulsion retardée et affaiblie.

Quelle quesoit la particule chargée incidente, l'énergie nécessaire pour la création d'une paire électron-trou dans le silicium est d'environ 3,5 eV (Elle est de l'ordre de 32 eV dans un gaz classique)

Une particule d'énergie $E_{(eV)}$ crée ainsi $n = E/3,5$ paires électron-trou dans le silicium et $n' = E/32$ paires dans un gaz. Une étude statistique montre que la résolution est proportionnelle à $\sqrt{n}$: on voit l'avantage considérable des chambres d'ionisation solides sur les chambres à gaz.

D'autre part la grande mobilité des porteurs dans le silicium combinée avec la faible profondeur de la région de déplétion (quelques centaines de microns) expliquent la rapidité du temps de montée des impulsions (de l'ordre de la nanoseconde).

Par contre la figure 9 montre l'existence, en avant de la zone de déplétion, d'une zone morte ou fenêtre, dans laquelle la particule incidente crée un certain nombre de paires électron-trou, donc perd une partie de son énergie. Les porteurs ainsi créés ne contribuent pas à l'impulsion de courant. Une telle fenêtre est donc la cause d'une erreur systèmatique puisque l'impulsion n'est plus proportionnelle à l'énergie de la particule incidente. Dans le cas extrême une particule de très faible énergie sera complètement arrêtée dans la fenêtre et ne sera pas détectée. La spectrométrie à basse énergie impose donc l'utilisation de jonctions possèdant de très faibles zones mortes.

Pour obtenir une jonction dans un cristal de silicium il existe évidemment deux solutions : partir d'un cristal du type p et obtenir une couche d'inversion du type N, ou bien partir d'un cristal du type N et obtenir une couche d'inversion de type P.

1 - Les jonctions du premier type sont en général obtenues par diffusion thermique superficielle de phosphore dans un cristal de silicium P de grande pureté. De nombreuses jonctions de ce type sont actuellement offertes sur le marché. Malheureusement elles possèdent une zone morte relativement épaisse. Par exemple les jonctions RCA, pour une

profondeur de diffusion du phosphore de 2 microns possèdent une fenêtre de 1 micron d'épaisseur, ce qui correspond à 260 $\mu g/cm^2$. D'après les travaux d'Hamilton (paragraphe V) une telle épaisseur ne permet une bonne résolution que si l'énergie des électrons est supérieure à 70 KeV.

Cette limitation en énergie est beaucoup trop sévère pour le travail étudié ici. (Il faut cependant signaler que RCA étudie des jonctions réalisées avec du silicium P de 10.000 ohms.cm supportant une polarisation de 250 v et possédant une couche de diffusion de 0,2 microns d'épaisseur. De telles jonctions, utilisables pour la spectrométrie des électrons jusqu'à 400 KeV, ont une fenêtre de 0,15 microns seulement, soit 36 $\mu g/cm^2$. (Une fenêtre de cette épaisseur n'est gênante que pour des électrons d'énergie inférieure à 27 KeV).

2 - Les jonctions du deuxième type sont obtenues par adsorption chimique d'oxygène sur une face d'un cristal de silicium de type N. Pratiquement, elles présentent l'avantage important de ne pas comporter de zone morte et sont dites pour cela à barrière de surface. Elles sont encore peu exploitées industriellement, néanmoins la société ORTEC en fabrique (10); ce sont celles que nous avons employées. Ces jonctions ont été utilisées plusieurs mois dans des vides de 10^{-6} mm de mercure sans présenter de phénomène de fatigue.

III - Etude élémentaire des jonctions à barrière de surface

La figure 10 représente la coupe de principe du type de jonction utilisée (ORTEC-SBEE 007-300 μ) (11)

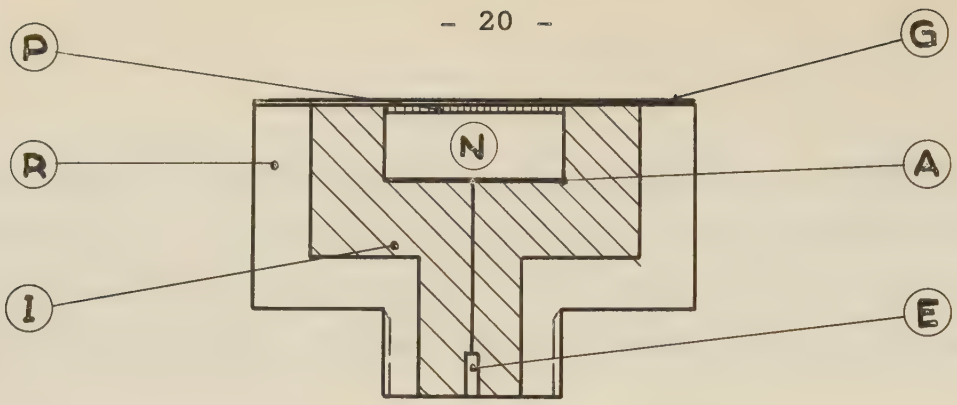


Fig. 10 - Coupe d'une jonction ORTEC

On voit sur ce schéma le cristal de silicium N de haute résistivité (4000 ohms.cm). La face supérieure de ce cristal comporte la couche d'inversion P obtenue par action chimique. Elle est recouverte elle-même par un très mince dépôt d'or G destiné à assurer le contact électrique avec l'anneau R, lui-même relié à la masse de la prise coaxiale que constitue l'embase du détecteur.

La prise centrale E, reliée au cristal de silicium N, assure l'arrivée de la polarisation et la sortie du signal. (Le contact entre cette prise E et le cristal N est assuré à l'aide d'un mince dépôt d'aluminium A).

L'ensemble est noyé dans un isolant I.

Pour utiliser un détecteur à jonction il est nécessaire de connaître deux quantités : ce sont la profondeur d de la zone de déplétion et la capacité c_j, toutes deux fonctions de la polarisation inverse appliquée.

1 - En négligeant le potentiel de jonction ($\sim$ 1 v) devant la polarisation, on démontre (12) que la profondeur d de la zone de déplétion est donnée en fonction de la tension de polarisation inverse V par :

$$d(\mu) \simeq \frac{1}{2} (\rho V)^{1/2} \qquad (13)$$

ρ : résistivité du silicium en ohms.cm.

Connaissant d'une part l'énergie des électrons à analyser, donc leur parcours dans le silicium, connaissant d'autre part le type et la résistivité du silicium employé il est possible de déterminer la tension de polarisation inverse à appliquer pour que les électrons soient entièrement arrêtés dans la couche de déplétion et produisent une impulsion de courant proportionnelle à leur énergie.

D'ailleurs des abaques (11) permettent de déterminer sans calcul la profondeur d de la zone de déplétion en fonction des divers paramètres.

2 - La capacité cj d'une jonction a pour valeur (10) :

$$c_j(pF) = 1,9 . (\rho . V)^{-1/2} . S . 10^4 \qquad (14)$$

ρ : résistivité du silicium en ohms.cm

V : tension de polarisation en volts

S : surface de la jonction en cm^2

Ainsi les jonctions que nous avons utilisées avaient une capacité de 3,5pF pour une tension de polarisation de 70 v.

En supposant que la collection des charges, créées dans la zone de déplétion, est complète, et en négligeant les capacités parasites, la tension de l'impulsion aura pour valeur :

$$V_o(v) = \frac{ne}{c_j} = \frac{E(ev)}{3,5} . \frac{1,6 . 10^{-19}}{c_j(F)} \qquad (15)$$

soit :

$$V_o(mV) = 46 \frac{E(Mev)}{c_j(pF)}$$

E : énergie de la particule incidente.

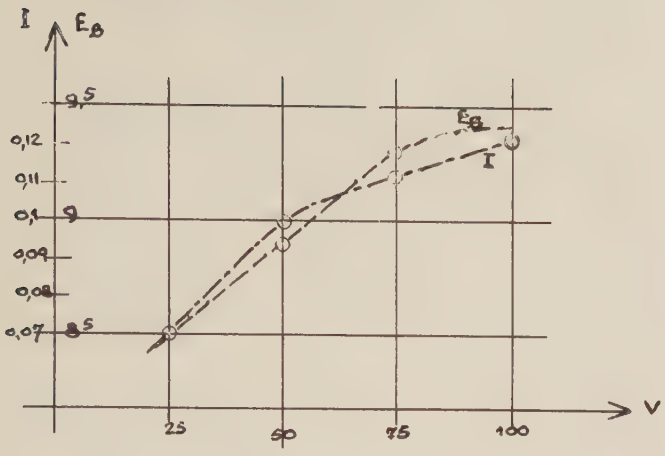
Les équations 15 et 14 montrent que l'impulsion de sortie sera d'autant plus grande que la capacité cj de la jonction sera plus petite, donc que :

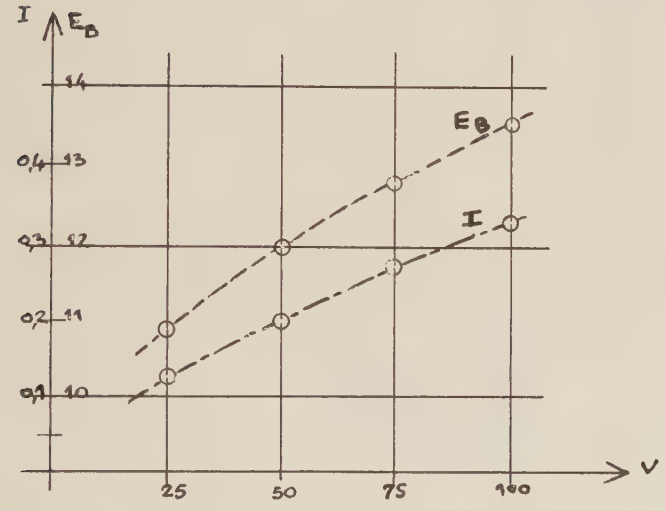
- la surface de la jonction sera plus faible
- la résistivité du silicium sera plus élevée (13)
- la tension de polarisation inverse sera plus forte.

Le rapport signal sur bruit varie sensiblement de la même façon que la hauteur de l'impulsion. Cependant le courant inverse de fuite et le bruit de la jonction augmentent avec la tension de polarisation (fig.11). Il en résulte que la résolution, directement liée au rapport signal sur bruit, passe par une valeur optimum pour une certaine valeur de la tension de polarisation.

La polarisation donnant la meilleure résolution est variable avec l'énergie des électrons incidents et ne peut être déterminée que par la comparaison de spectres successifs obtenus avec des tensions différentes (fig.12).

Pour les jonctions utilisées et pour des électrons de 200 keV la meilleure résolution a été obtenue avec une tension de polarisation de 70 volts (fig.13). Cette tension est suffisante pour créer une zone de déplétion de 230 microns d'épaisseur, alors que le parcours des électrons de 200 KeV dans le silicium est de 170 microns. Il semble donc que la meilleure résolution est obtenue pour une tension de polarisation telle que la zone de déplétion soit légèrement plus profonde que le parcours des particules à analyser.





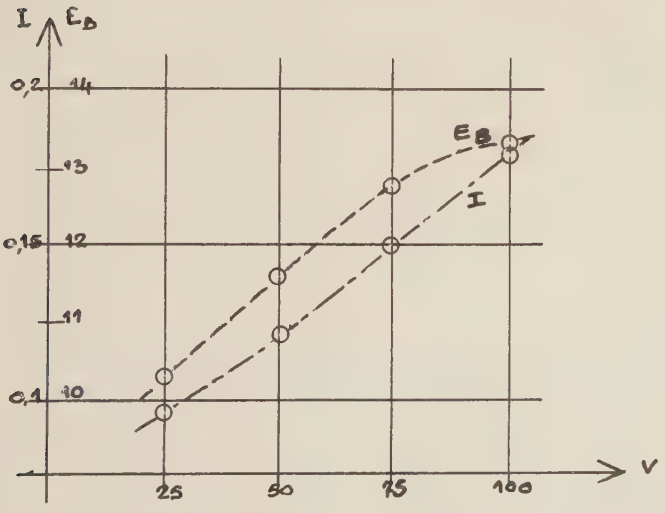


Fig. 11 - Courant inverse (en μA) et bruit équivalent (en keV) de trois jonctions du même type, en fonction de la tension de polarisation.

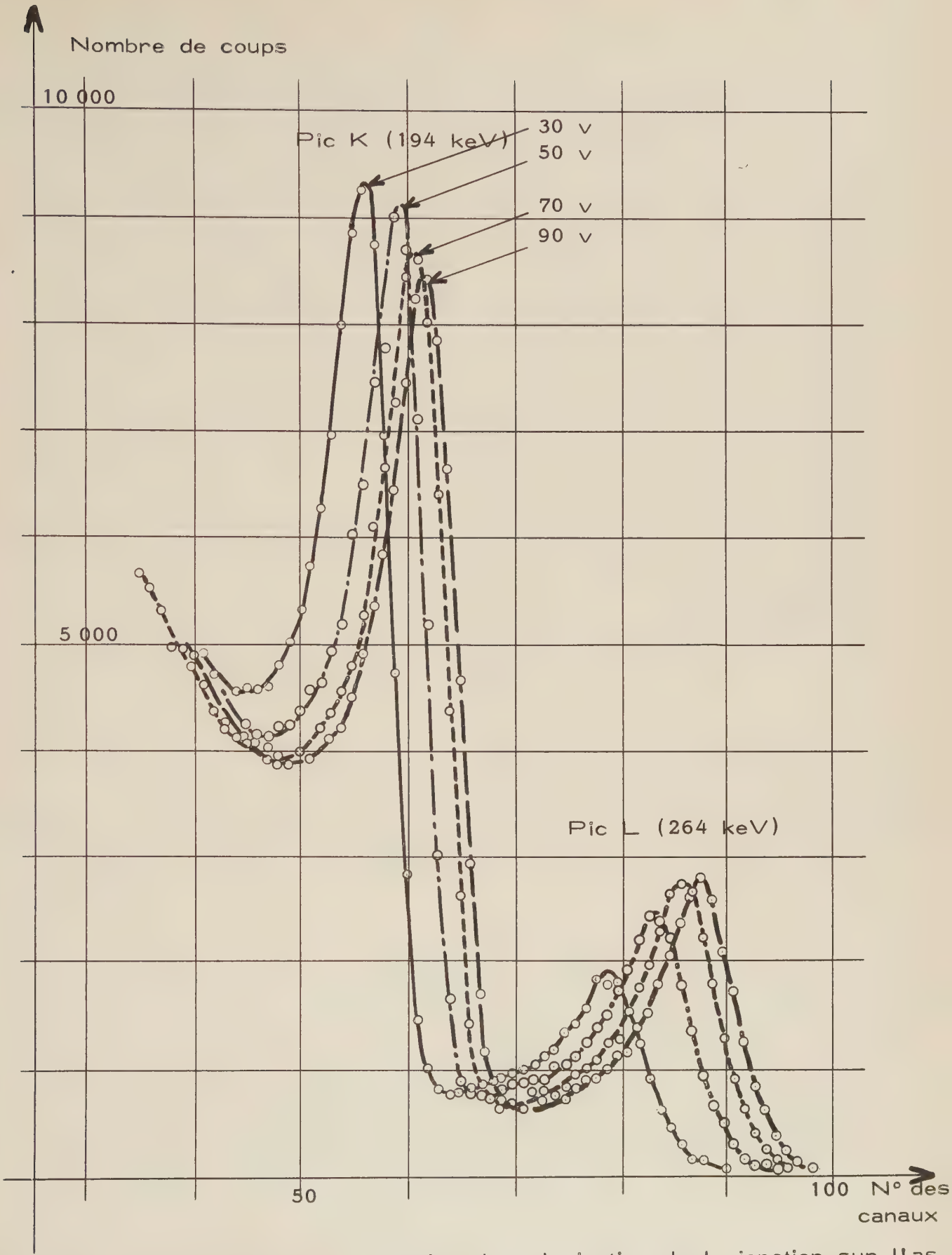


Fig. 12 - Influence de la tension de polarisation de la jonction sur l'aspect du spectre du mercure 203.

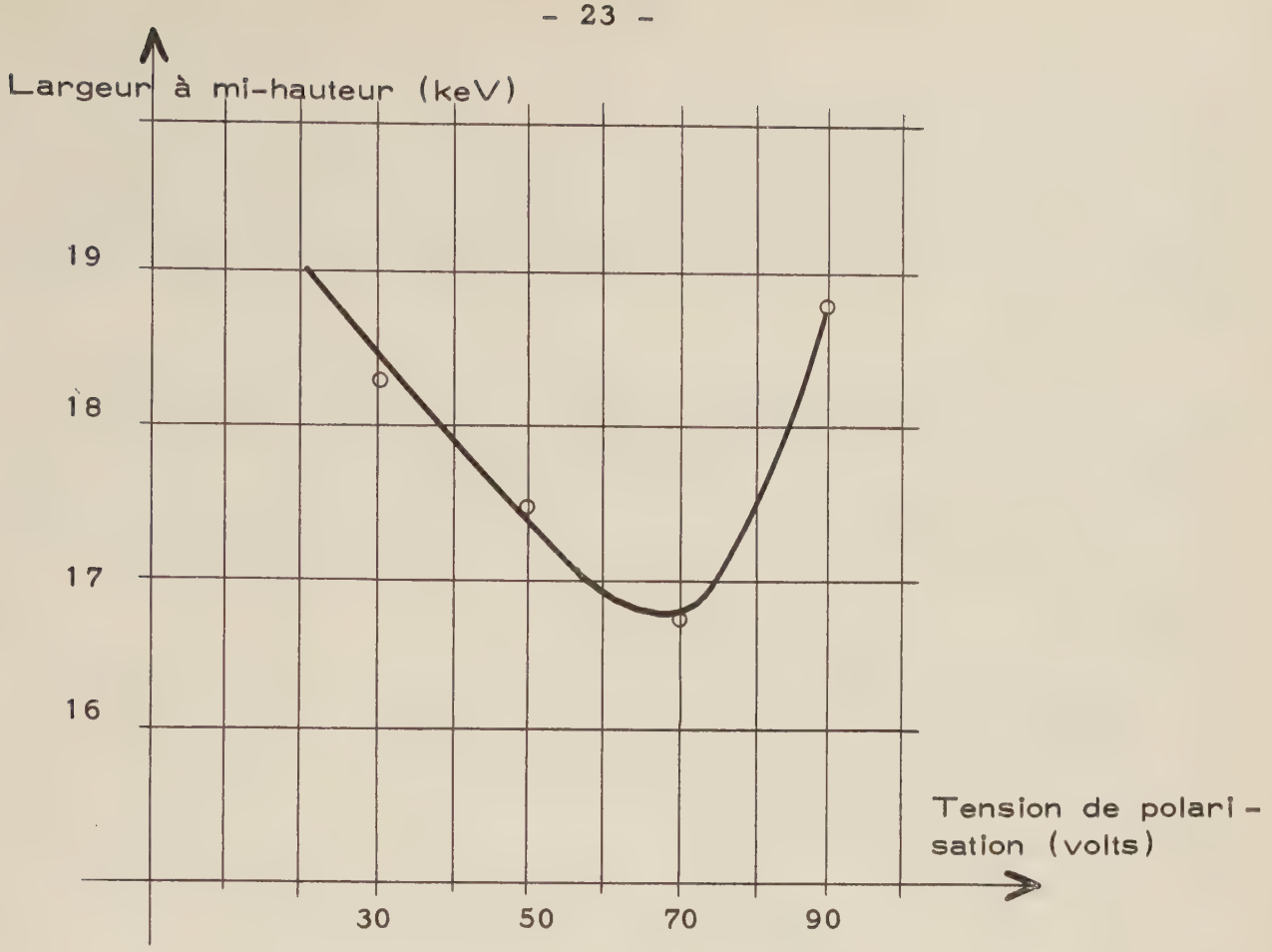


Fig. 13 - Variation de la largeur à mi-hauteur du pic K du Mercure 203 en fonction de la tension de polarisation inverse appliquée à la jonction. (Cette courbe est obtenue à partir des spectres de la figure 12)

Les spectres présentés fig.12 n'ont pas été normalisés mais ils ont été pris durant des temps égaux. Ils permettent de vérifier l'augmentation du niveau de l'impulsion en fonction de la tension de polarisation. Le facteur d'amplification entre la jonction et le sélecteur restant le même, cette augmentation de la hauteur de l'impulsion se traduit par un glissement du spectre vers la droite de la figure.

IV - Electronique associée

L'électronique associée comprend deux parties distinctes : la source de polarisation inverse de la jonction et le montage amplificateur.

1 - La polarisation inverse est obtenue simplement à l'aide d'une pile haute tension (100 v). Le montage est donné figure 14..

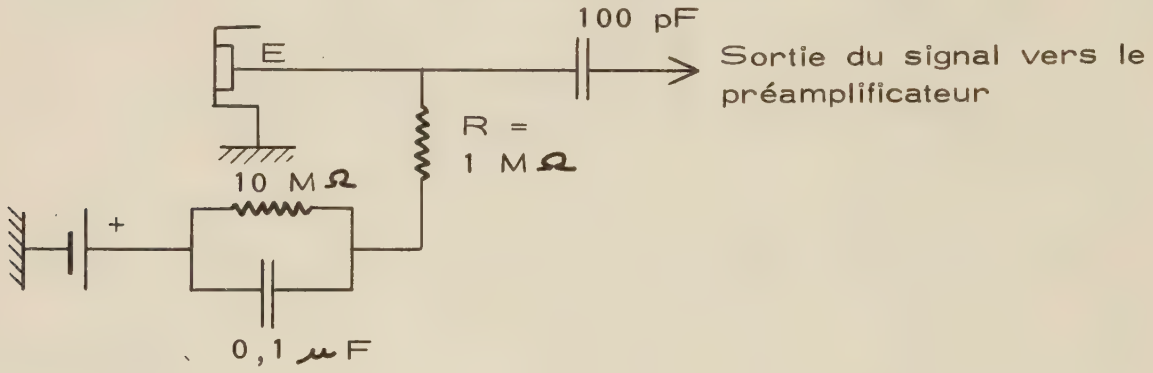


Fig. 14 - Polarisation de la jonction

L'électrode centrale E de l'embase du détecteur doit être reliée au pôle positif puisque, par construction, cette électrode assure le contact avec le pavé de silicium de type N.

La capacité propre c_j, de la jonction doit être remplacée par une capacité fictive c, somme de c_j, de la capacité d'entrée C_e du préamplificateur et de la capacité parasite C_p du câblage :

$$C = c_j + c_e + c_p \qquad (16)$$

La résistance de charge R doit avoir une valeur suffisante pour que la constante de temps du circuit RC soit grande devant le temps de montée de l'impulsion, afin d'obtenir l'amplitude maximum du signal. Ce temps de montée étant toujours inférieur à 10^{-8} seconde, le choix d'une résistance de 1 MΩ donne une marge importante.

Le système de polarisation est complèté par une résistance de 10 M Ω destinée à protéger la jonction en cas de fausses manoeuvres.

2 - Pour déterminer la hauteur de l'impulsion à l'entrée du préamplificateur, il convient, dans l'équation (15) de remplacer la capacité cj de la jonction par la capacité totale C du circuit d'entrée.

$$V_o(mV) = 46 \frac{E(MeV)}{C(pF)} \qquad (17)$$

Il faut donc que les capacités Ce et Cp soient aussi petites que possible. Pour réduire la capacité parasite Cp du câblage, nous avons placé le premier tube du préamplificateur aussi près que possible de la jonction (environ 3 cm). Nous avons choisi d'autre part, pour réduire Ce, un tube à faible capacité d'entrée.

Le préamplificateur (fig.15) fut réalisé avec des triodes subminiatures "Nuvistors 7895" (14). Ces tubes ont un encombrement très réduit (de l'ordre de celui d'un transistor), fonctionnent avec une haute tension assez faible (110 v), offrent une faible capacité d'entrée (4,2 pF) et possèdent cependant une pente acceptable (9,4 m A/V).

Dans ces conditions, avec une capacité parasite de l'ordre de 5 pF et pour des électrons de 200 KeV, la hauteur de l'impulsion d'entrée était d'environ 700 μV.

L'étage d'entrée est un cascode dont les qualités de faible bruit sont à présent bien connues (15). La polarisation grille a été choisie de façon à obtenir un courant grille minimum (fig.16). Nous avons mesuré celui-ci par la méthode classique de la résistance série (16).

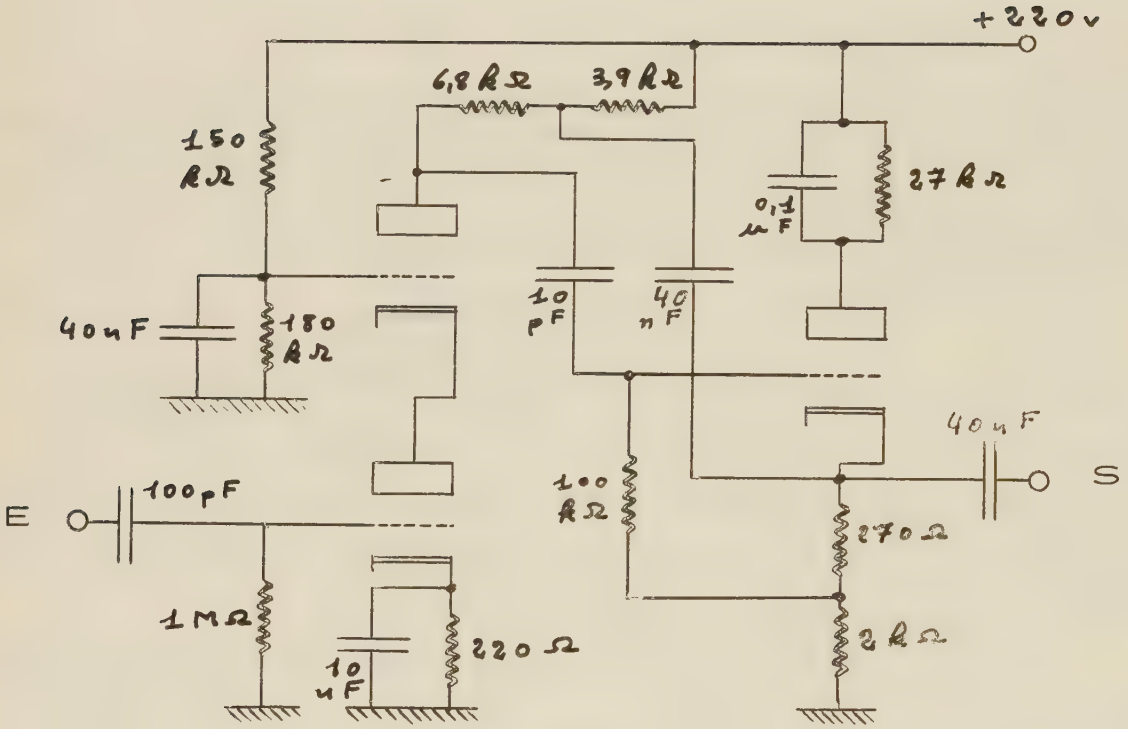


Fig. 15 - Préamplificateur équipé de 3 nuvistors 7895

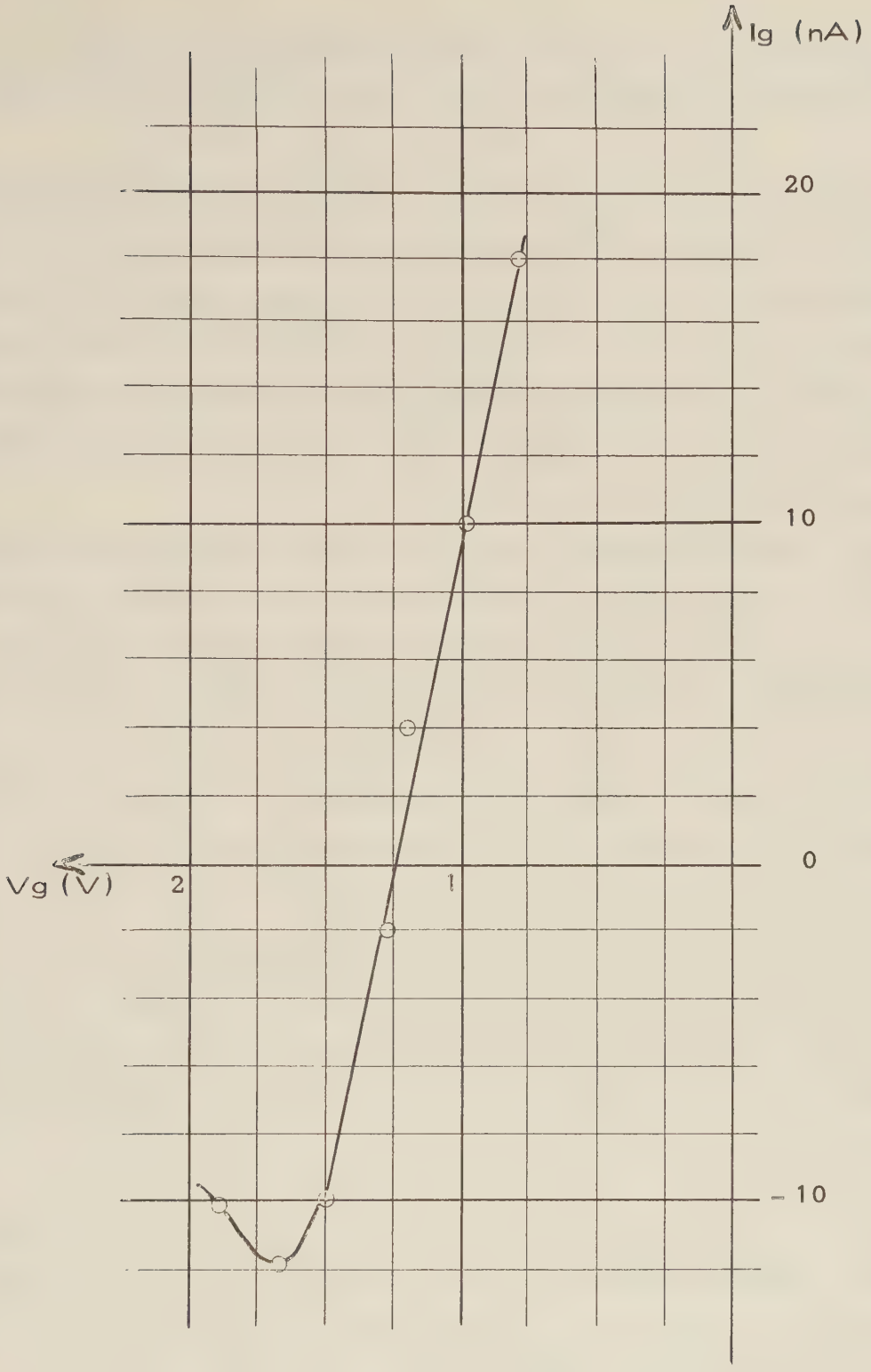


Fig. 16 - Courant grille d'un nuvistor 7895

Le signal de sortie de l'étage cathodyne est ramené au milieu de la charge du cascode par une capacité de 40 n F (montage bootstrap).

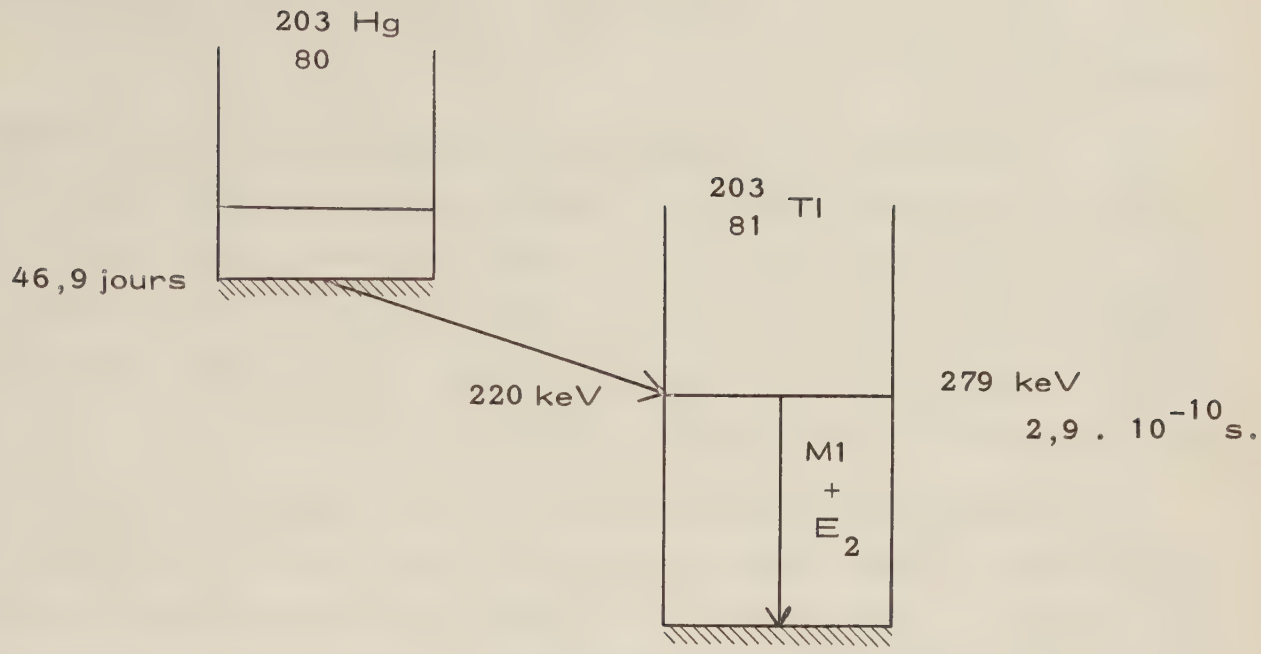
Les constantes de temps des circuits d'intégration et de différentiation sont voisines de 1 microseconde. (Il est admis que ces constantes du temps doivent avoir la même valeur, pour obtenir le meilleur rapport signal sur bruit). Les impulsions ainsi mises en forme sont tout à fait aptes à être envoyées sur le sélecteur 400 canaux à mémoiresmagnétiques Intertechnique (le temps de montée des impulsions doit être en effet au moins égal à 0,6 microseconde).

Le préamplificateur ainsi réalisé est d'encombrement réduit (12,5 x 4,5 x 5,5 cm). Il a un gain pratique d'environ 40, ce qui est suffisant car le sélecteur possède un amplificateur incorporé de gain 400. Le gain total entre la jonction et le convertisseur analogique est donc d'environ 8.000, compte tenu de l'adaptation du câble. Pour des électrons de 200 KeV la hauteur des impulsions à l'arrivée est ainsi d'environ 5 v (le convertisseur du sélecteur couvre une gamme de 8 v)

Le chauffage des tubes est assuré en courant alternatif : en effet la fréquence basse de coupure de l'amplificateur est suffisamment élevée (200 k Hz) pour que le chauffage en courant continu ne présente pas d'avantages supplémentaires. L'alimentation stabilisée qui fournit la haute tension et le chauffage est reliée au réseau par l'intermédiaire d'un régulateur de tension.

V - Résultats expérimentaux

Pour la mise au point de la chaîne de détection nous avons utilisé la raie K du mercure 203 (fig.17).



Energies de liaison des électrons atomiques du Thallium :

- couche K 85,5 keV
- couches L 15,3 à 12,7 keV

Fig. 17 - Schéma de désintégration du Mercure 203

Les électrons de conversion interne de cette raie ont une énergie de 193,5 keV. Cette énergie est suffisamment faible pour que la résolution finale dépende de façon importante des épaisseurs de la source et du support.

Des études expérimentales (17) (18) ont montré que l'épaisseur t_o admissible sans déformation importante d'un spectre β était reliée à l'énergie E des électrons par la relation :

$$E_{(keV)} = 1,7 \frac{Z}{\sqrt{A}} t_o^{1/2} (mg/cm^2) \qquad (18)$$

(Z et A sont le numéro atomique et le nombre de masse de l'absorbant considéré).

Les sources employées sont du type SS1 du Commissariat à l'Energie Atomique : elles sont constituées d'un dépôt chimique d'oxyde de mercure, d'épaisseur non précisée, enfermé entre deux feuilles de mylar de 1 mg/cm^2. Si l'épaisseur du film de mylar est acceptable, il n'en est par contre pas de même pour le dépôt radioactif dont l'épaisseur est suffisante pour déteriorer la résolution.

Ainsi le spectre de la figure 18 a été obtenu avec une source présentant un dépôt mince et homogène. La largeur à mi-hauteur du pic K est de 14,7 keV. Celui de la figure 19 a été pris dans la même condition mais avec une source différente et d'aspect granuleux. Sa largeur est passée à 21,3 keV.

L'élargissement du pic K est dû aussi à la présence d'un spectre β continu et d'énergie maximum 220 keV : ce spectre qui provient de la désintégration du mercure 203 vers le premier niveau excité du Thallium 203, déforme le pic K principalement du côté des basses énergies.

Dans ces conditions, pour déterminer avec plus de précision la résolution de la chaîne de détection, nous prendrons comme largeur à mi-hauteur 2 a' comme nous l'avons indiqué figure 18.

Nous avons obtenu ainsi une largeur à mi-hauteur de 12,4 keV en tenant compte de la résolution de l'ensemble de la chaîne de détection (jonction plus préamplificateur). Cette largeur à mi-hauteur, bien que moins bonne que certaines indiquées dans la littérature (9 keV) reste intéressante en raison de la simplicité et du faible encombrement du préamplificateur.

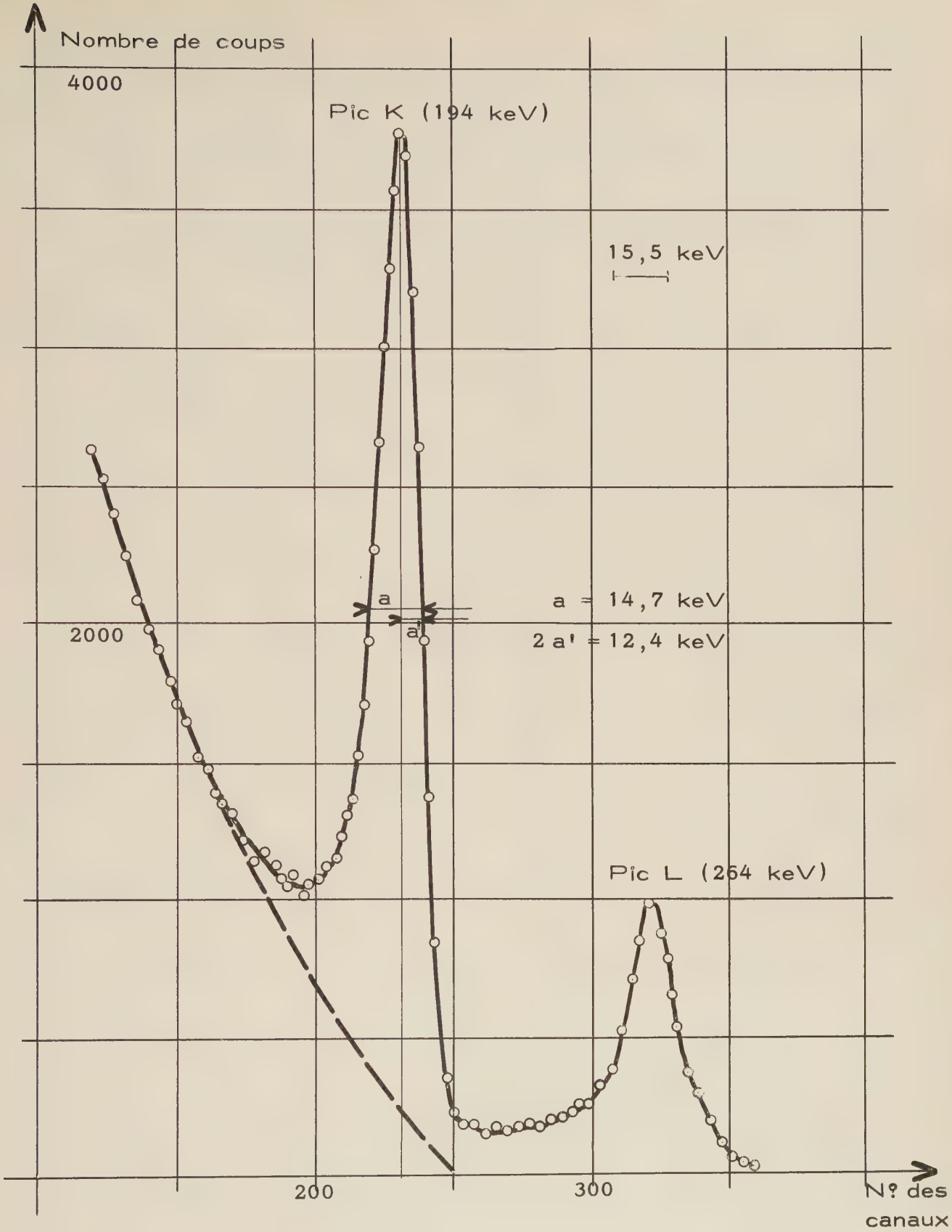


Fig. 18 - Spectre du mercure 203 . Préamplificateur à nuvistors . Jonction ORTEC SBEE 007 - 300 . Polarisation : 70 V Source mince et homogène, placée à 3 cm de la jonction dans le vide.

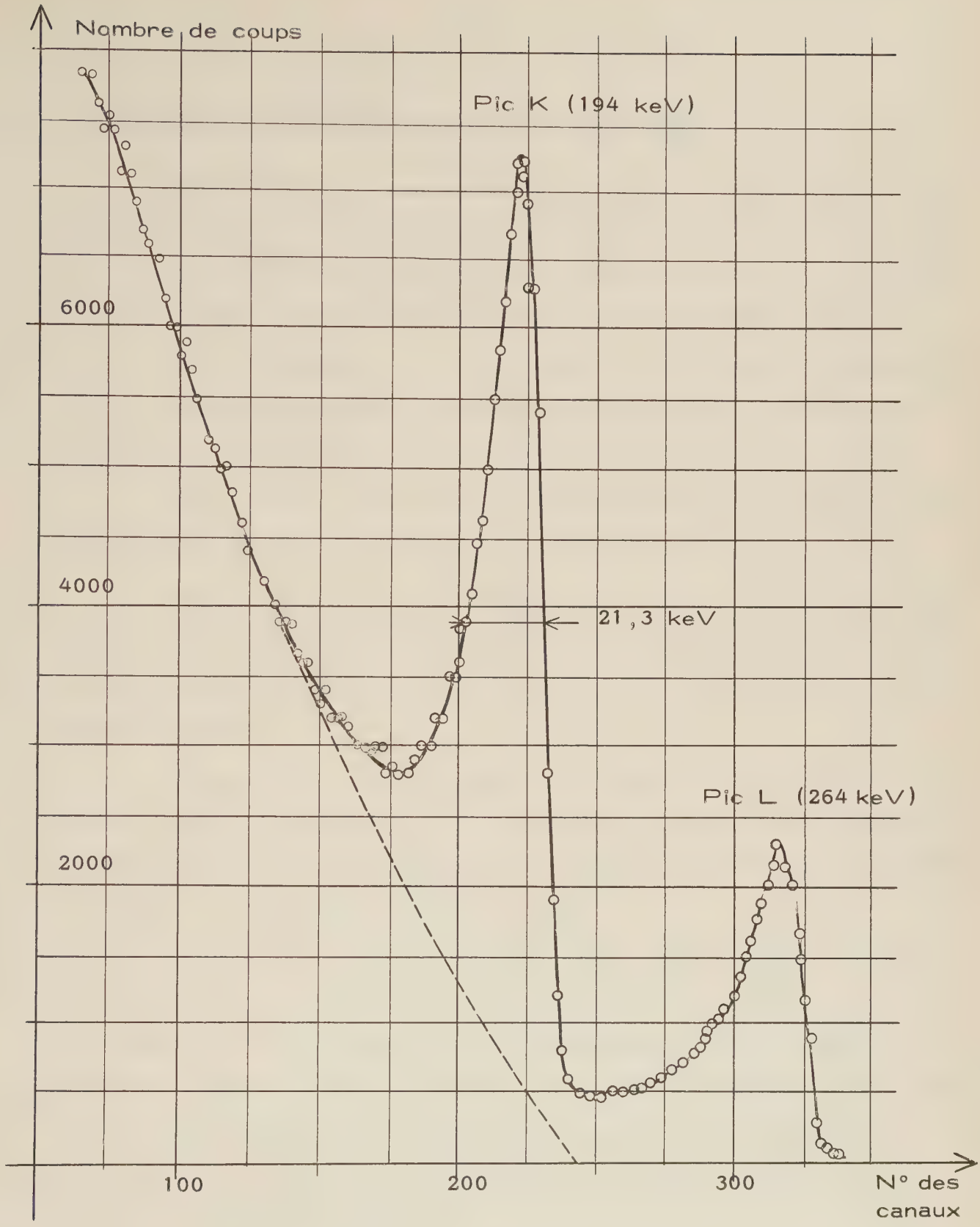


Fig. 19 - Spectre du mercure 203 obtenu avec une source non homogène. Les autres conditions expérimentales sont les mêmes que figure 18.

VI - Spectrométrie des électrons d'énergie élevée

Nous avons vu (paragraphe III) que la réponse du détecteur ne peut être linéaire que si la particule incidente perd toute son énergie dans la couche de déplétion (en ne tenant pas compte de la très faible fraction d'énergie perdue dans le dépôt d'or et la couche morte).

La connaissance de la profondeur de la couche de déplétion et de la relation énergie-parcours des particules dans le silicium permet de calculer l'énergie maximum admissible pour une particule.

Nous avons voulu vérifier expérimentalement ce résultat et déterminer les limites d'emploi des jonctions utilisées.

Pour ces jonctions (silicium N de 4000 ohms-cm) une polarisation de 90 volts donne une profondeur de déplétion de 300 microns. Une telle profondeur est suffisante pour arrêter complètement des électrons de 300 keV.

Nous avons fait des essais avec des électrons d'énergie double : raies K (625 keV) et L (656 keV) du césium 137 (fig.20). La réponse du détecteur est restée sensiblement linéaire (à 7,5 % près) et la largeur à mi-hauteur bonne (15 keV).

Il est donc possible d'utiliser les jonctions à des énergies nettement supérieures à l'énergie limite calculée, à condition d'accepter un léger défaut de linéarité. L'élargissement des pics électroniques est alors du même ordre de grandeur que pour des énergies plus faibles.

Il en résulte que la résolution (en %) est meilleure : ici 2,4 %. Une telle résolution est tout à fait comparable à celle des spectromètres magnétiques usuels (19).

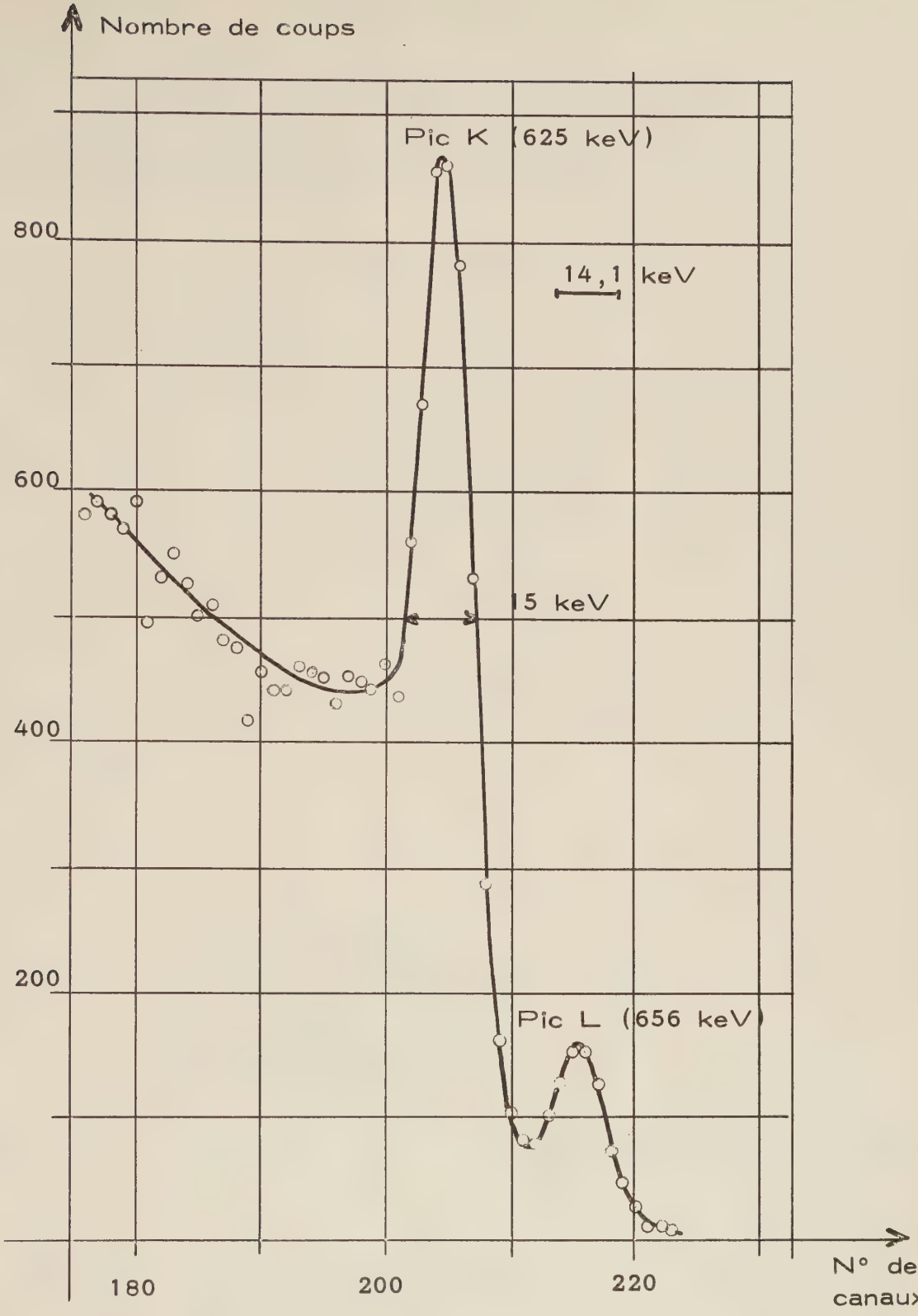


Fig. 20 - Spectre du Césium 137. Préamplificateur à nuvistors. Jonction ORTEC SBEE 007-300. Polarisation 90 volts. Source mince placée à 3 cm de la jonction dans le vide.

CHAPITRE III

ETUDE ET REALISATION DE LA CAVITE HYPERFREQUENCE DE MODULATION

I - Principe de la modulation

Si des électrons traversent une cavité résonnante, excitée de façon à ce que le champ électrique ait une composante suivant la vitesse des électrons, ceux-ci seront modulés en énergie au rythme de l'excitation haute fréquence. Il sera intéressant d'obtenir un champ électrique le plus élevé et le plus homogènepossible suivant la trajectoire des électrons.

La cavité cylindrique rentrante représentée sur la figure 21, et dont on excite le mode fondamental, nous a semblé à ce point de vue la plus intéressante (20).

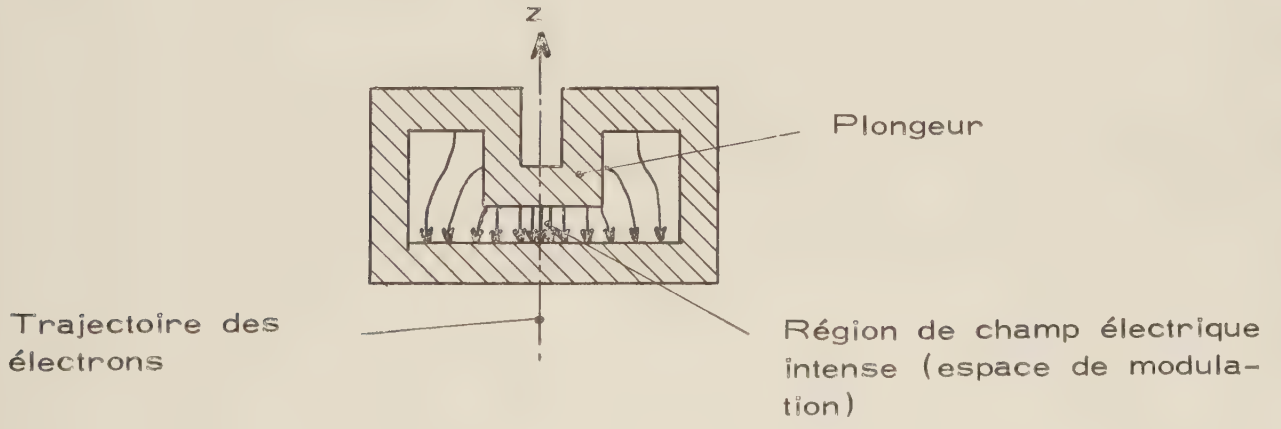


Fig. 21 - Lignes de champ électrique dans une cavité cylindrique rentrante, excitée suivant le mode fondamental.

En effet la forme rentrante de la cavité donne un champ électrique intense dans l'espace compris entre le plongeur et le fond de la cavité, ou intervalle de modulation, et réduit le temps de transit des électrons dans cet espace (21).

Lorsqu'une telle cavité est excitée suivant le mode fondamental le champ électrique est nul le long des parois les plus éloignées de l'espace de modulation, alors que le champ magnétique est nul au centre de cet espace. D'autre part, le champ magnétique est toujours normal à un plan passant par l'axe de révolution de la cavité, alors que le champ électrique est contenu dans ce plan.

Si l'espace de modulation est faible et le volume de la cavité assez grand, le potentiel V (t) ne varie que lentement suivant un rayon de l'espace de modulation. En considérant le potentiel existant au centre de cet espace, on définit la résistance shunt R de la cavité par la relation :

$$R = \frac{\overline{V(t)^2}}{P} \qquad (19)$$

R en ohms, V en volts, P puissance dissipée en watts.

Cette dernière équation, mise sous la forme :

$$\hat{V} = (2 P R)^{1/2} \qquad (20)$$

$\hat{V}$: Amplitude du potentiel de modulation

est fondamentale pour notre étude puisqu'elle relie le potentiel existant dans l'espace de modulation, donc l'énergie de modulation, à :

- la puissance P dont nous pouvons disposer pour la modulation
- la résistance shunt R qui peut être considérée comme étant le facteur de mérite de la cavité.

La réalisation de cavités de résistance shunt élevée fait l'objet du paragraphe II.

II - Cavités à résistance shunt élevée

Nous avons vu au paragraphe précédent l'intérêt d'avoir une résistance shunt R aussi grande que possible.

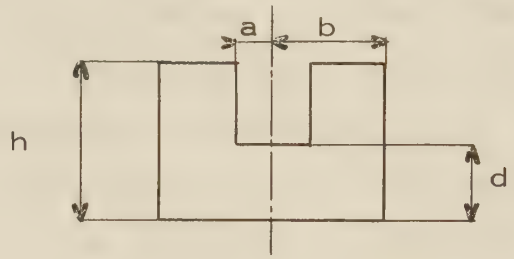


Fig. 22

Les différentes dimensions permettant de déterminer complètement une cavité cylindrique rentrante sont données figure 22.
L'étude simple faite ici est basée sur les résultats publiés dans "Klystrons and Microwave Triodes" déjà cité (21). Les abaques suivants résument cette étude (fig.23 et 24). (Les unités choisies pour Q et R sont arbitraires).

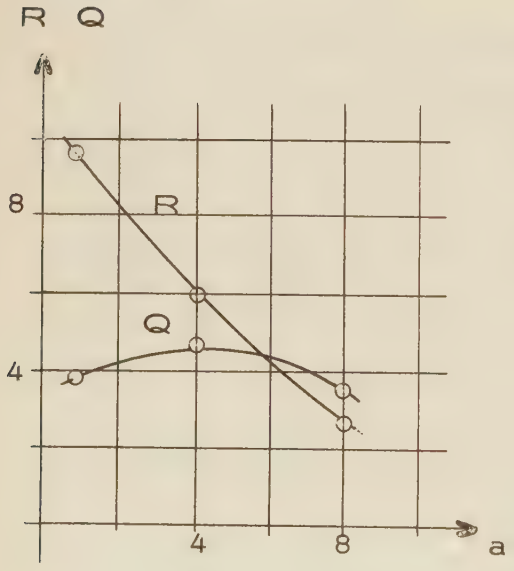


Fig. 23 - Variation de Q et R en fonction de a (d et h sont constants).

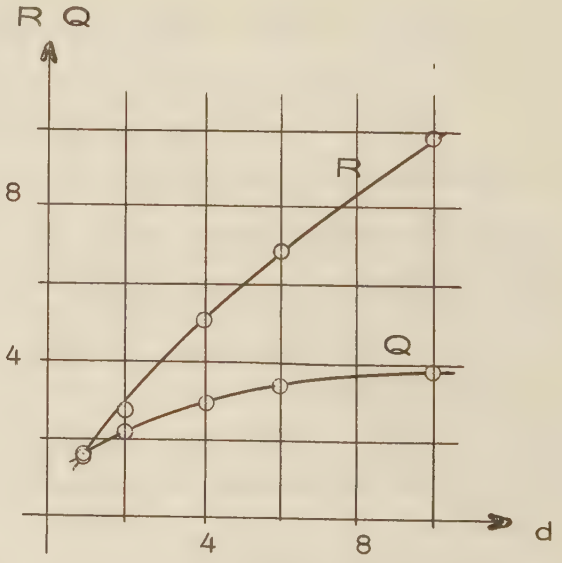


Fig. 24 - Variation de Q et R en fonction de d (a et h sont constants).

Le paramètre b est fixé par le choix de la fréquence de résonance de la cavité.

La figure 23 montre que l'on a intérêt à réduire le rayon " a " du plongeur. En fait la nécessité de conserver un champ relativement homogène sur le passage du faisceau, interdit les trop faibles valeurs de " a ". De plus l'usinage à l'intérieur du plongeur d'un canal pour les électrons impose un certain diamètre.

La figure 24 montre que l'on doit choisir "d" grand. Mais le problème de la détermination de d est en fait plus complexe car il faut tenir compte d'un nouveau facteur qui est le temps de transit des électrons dans l'intervalle de modulation.

Lorsqu'un électron (20) va du fond de la cavité jusqu'au plongeur avec une vitesse v, l'intervalle de modulation est parcouru par un courant $e \frac{v}{d}$. L'échange d'énergie entre le champ et l'électron a pour valeur :

$$dE = - e \frac{v}{d} V \sin \omega t \, dt$$

Si l'électron entre dans le champ au temps te et en sort au temps ts, l'échange d'énergie totale vaut :

$$E = - \int_{te}^{ts} e \frac{v}{d} V \sin \omega t \, dt \qquad (21)$$

Si le temps de transit (ts - te) est très petit devant la période T du champ, l'énergie acquise par l'électron a pour valeur :

$$E = - e V \sin \omega t$$

Si le temps de transit est égal à la période T, l'énergie est nulle.

On voit l'importance du temps de transit et la nécessité de le préciser. Supposons pour cela, ce qui est le cas réel, que l'énergie cédée par le champ à l'électron soit faible devant l'énergie initiale de l'électron.

Cela revient à considérer que le mouvement de l'électron est uniforme pendant la traversée de l'espace de modulation et est de la forme :

$$z = v_0 (t - t_0)$$

t_0 correspondant à l'instant de passage de l'électron au centre de l'espace. L'énergie cédée à l'électron par la source devient :

$$E = - \int_{-d/2}^{+d/2} e \frac{v}{d} V \sin \omega \left(t_0 + \frac{z}{v_0} \right) dz$$

$$= - e V \frac{\sin \frac{\omega d}{2 v_0}}{\frac{\omega d}{2 v_0}} \sin \omega t_0 \qquad (22)$$

L'équation (22) montre que l'on peut remplacer dans les calculs le champ réel de longueur d par un champ infiniment court placé en son centre à condition de réduire son amplitude d'un facteur c par rapport à l'amplitude du champ réel.

$$c = \frac{\sin \frac{\omega d}{2 v_0}}{\frac{\omega d}{2 v_0}} = \frac{\sin \theta/2}{\theta/2} \qquad (23)$$

c est le facteur de couplage, et $\theta = \frac{\omega d}{v_0}$ est l'angle de transit. L'amplitude de la modulation est alors cV.

Pour des électrons de 200 keV ($v_0 = 2{,}085\ 10^{10}$ cm/sec) et une fréquence F = 3000 M Hz, en admettant une perte de 2 % sur le couplage, on doit avoir :

$$c = \frac{\sin \theta/2}{\theta/2} \geq 0{,}98$$

$$\frac{\theta}{2} \leq 20° \qquad d \leq 0{,}773 \text{ cm}$$

En résumé on vient de voir que, dans la recherche des cavités à résistance shunt élevée, on est limité d'une part dans la réduction de a par des raisons géométriques, d'autre part dans l'augmentation de d par des raisons électriques.

De plus les schémas 23 et 24 font apparaître une autre grandeur, le coefficient de surtension Q, lié lui aussi à la résistance shunt et susceptible d'apporter des limitations supplémentaires.

III - Coefficient de surtension

Les courants de conduction circulant dans les parois d'une cavité produisent des pertes par effet Joule. On définit le coefficient de surtension de la cavité par :

$$Q_j = 2\pi \cdot \frac{\text{Energie emmagasinée dans la cavité}}{\text{Energie perdue par cycle}} \qquad (24)$$

Le calcul suivant permet de relier Qj à la forme géométrique de la cavité :

On admet que les courants de conduction sont uniformément distribués à l'intérieur du métal sur une épaisseur δ , définie par :

$$\delta = \left(\frac{2}{\omega \mu \sigma}\right)^{1/2}$$

(μ : perméabilité magnétique

(σ : conductivité électrique

Découpons dans la paroi de la cavité un segment d'anneau de longueur $\Delta \ell$, de hauteur Δh et de profondeur telle que le champ magnétique H soit nul à cette profondeur. Ce segment d'anneau présente une résistance :

$$r = \frac{1}{\sigma} \cdot \frac{\Delta h}{\delta . \Delta \ell}$$

Le courant I traversant ce segment d'anneau est donné par le théorème d'Ampère :

$$I = \oint \vec{H} \cdot d\vec{e} = H \cdot \Delta e$$

La puissance dissipée, qui est la même que si le courant circulait avec une densité uniforme dans l'épaisseur δ , a pour expression :

$$dP_j = \frac{1}{2} \cdot 2 |I|^2$$

$$= \frac{\omega \mu \delta}{4} |H^2| \, dS$$

Quant à l'énergie Wem contenue dans la cavité, elle a pour valeur :

$$W_{em} = \frac{\mu_0}{2} \int_V |H^2| \, dV$$

Il vient pour Qj :

$$Q_j = \frac{\mu_0}{\mu} \cdot \frac{2}{\delta} \cdot \frac{\int_V |H^2| \, dV}{\int_S |H^2| \, dS}$$

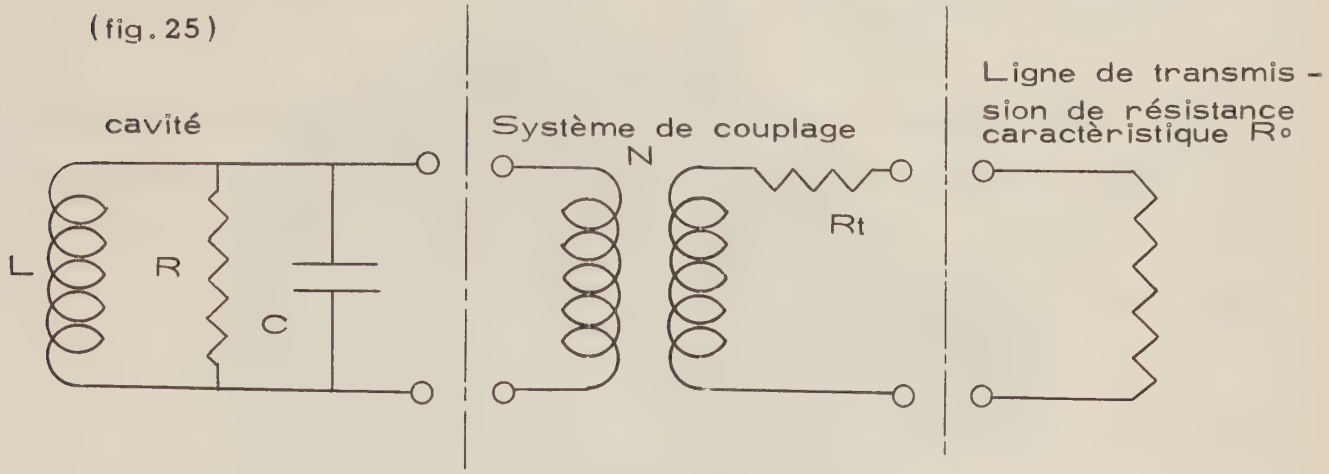
Les parois de cavités sont en cuivre, métal non magnétique donc $\mu = \mu_0$. On admet d'autre part, en général, que la valeur moyenne de H^2 est la même dans le volume de la cavité que sur la paroi, alors :

$$Q_j = \frac{2}{\delta} \cdot \frac{V}{S}$$

On voit que le coefficient de surtension est proportionnel au rapport du volume du diélectrique (V) sur le volume parcouru par les courants de conduction ($\delta \cdot S$). En raison des très faibles valeurs de δ (de l'ordre du micron), Qj peut atteindre des valeurs très élevées (de l'ordre de $10^3 - 10^4$).

Jusqu'à présent nous considérions le cas d'une cavité isolée et sans communication avec l'extérieur. En fait, une telle cavité est

reliée à une source hyperfréquence au moyen d'un organe de couplage. Le schéma équivalent de l'ensemble est alors le suivant : (fig.25)



N : Rapport de transformation

Rt : Résistance de perte du transformateur de couplage

L, C, R : Self, capacité et résistance shunt réparties de la cavité

Fig. 25 - Circuit équivalent d'une cavité couplée.

En fonction du circuit équivalent de la cavité, le coefficient de surtension interne Qj se met sous la forme :

$$Q_j = \sqrt{\frac{C}{L}} \cdot R$$

Supposons alors la cavité sans pertes, mais couplée à la ligne de transmission (22). Nous obtenons un coefficient de surtension extérieur Q_{Ext} égal au produit de l'admittance caractéristique de la cavité par la résistance apparente de la ligne vue à travers l'organe de couplage :

$$Q_{Ext} = \sqrt{\frac{C}{L}} \cdot N^2 R_0$$

Le Q réel en charge de la cavité, tel qu'il est vu par le générateur est donné par :

$$\frac{1}{Q} = \frac{1}{Q_j} + \frac{1}{Q_{ext}}$$

En pratique on se place aussi près que possible du couplage critique, de façon à ce que l'impédance de la cavité vue de la ligne de couplage, soit égale à l'impédance caractéristique de cette ligne, alors :

$$Q_j = Q_{ext}$$

soit :

$$Q = \frac{Q_j}{2} \qquad (25)$$

En fait le Q réel en charge n'est pas égal à la moitié du Qj interne de la cavité, car le couplage n'est pas exactement critique. Mais il conserve toujours une valeur élevée.

Cette remarque est importante. En effet, la largeur totale à mi-hauteur ΔF de la courbe de résonance de la cavité est reliée à la fréquence de résonance F par :

$$Q = \frac{F}{\Delta F}$$

Un Q élevé conduit donc à un ΔF petit (si F = 3000 MHz et Q = 3000 on a ΔF = 1 MHz). Ceci impose de sévères conditions pour le générateur :

- Très bonne stabilité en fréquence
- Règlage très précis de la fréquence
- Spectre de fréquence étroit.

Dans la recherche des cavités à résistance shunt élevée, il faudra donc veiller à ce que le coefficient de surtension correspondant garde une valeur admissible en fonction des possibilités du générateur dont on dispose.

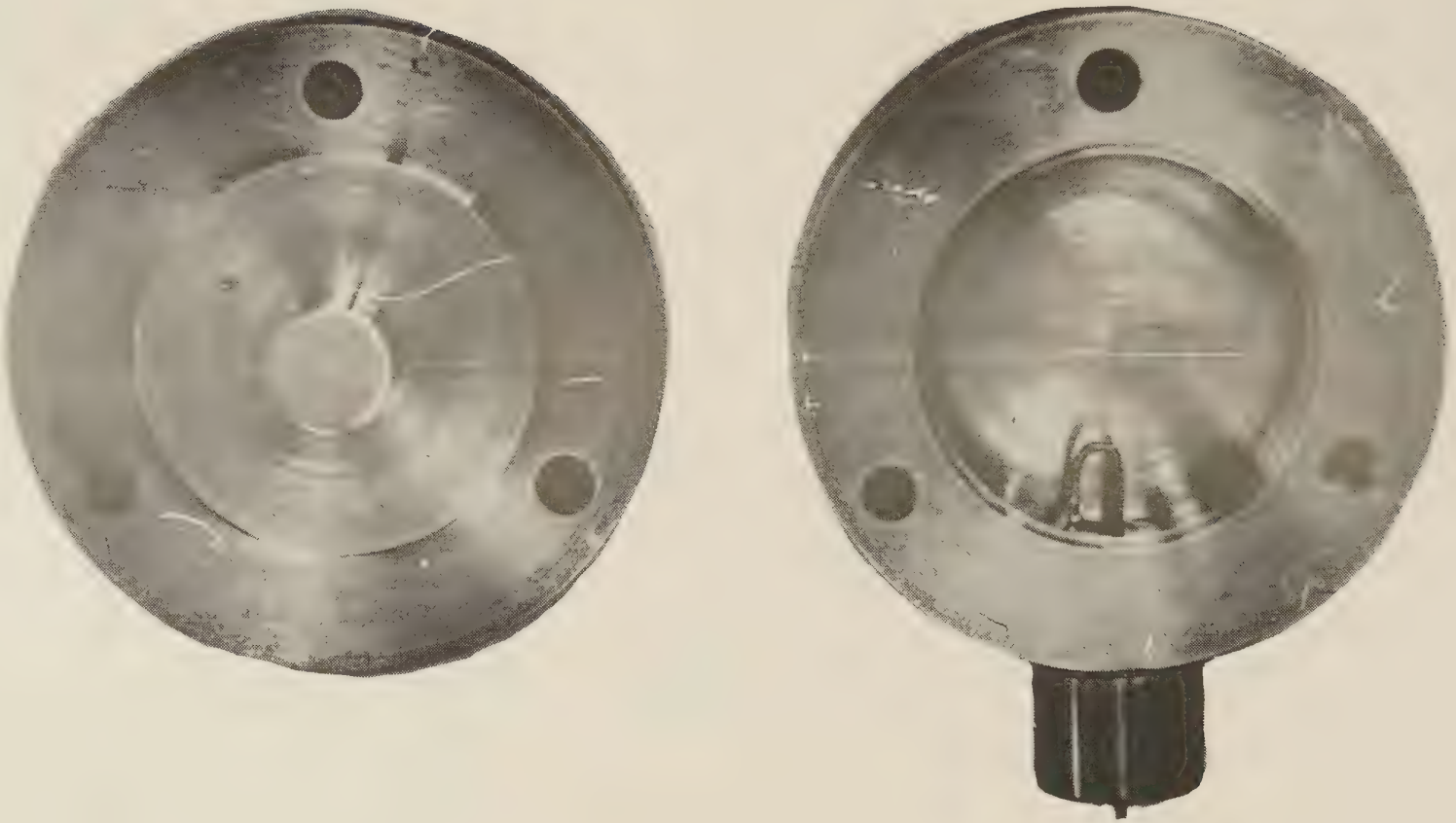
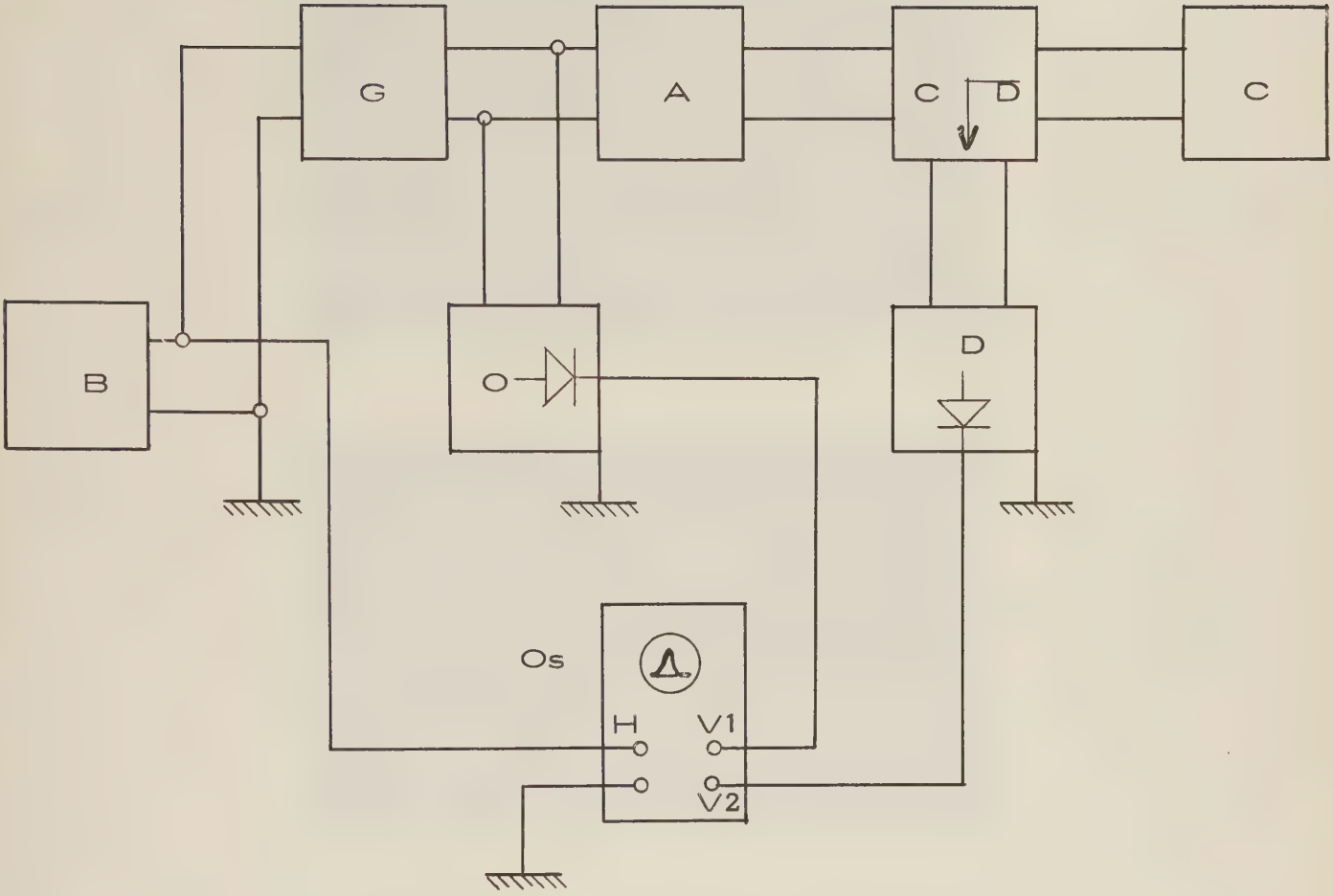


Figure 26



G : Générateur

A : Atténuateur

B : Dispositif de balayage en fréquence

C : Cavité

C.D. : Coupleur directif

D : Détecteur

O : Ondemètre

Os: Oscilloscope

Fig. 27 - Schéma du montage destiné à l'étude dynamique du couplage critique

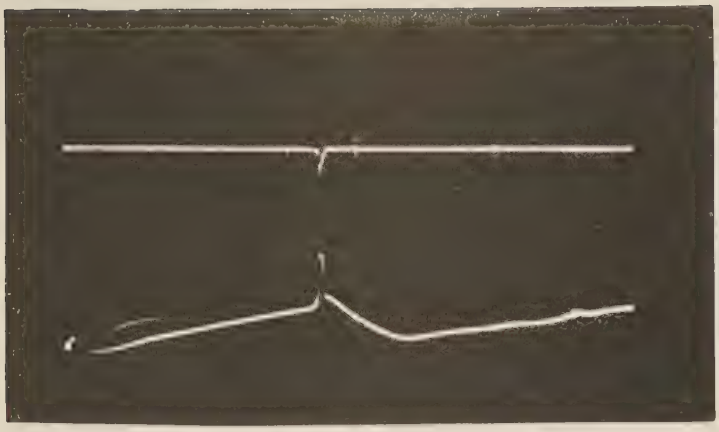


Fig . 28

Couplage
sous.critique

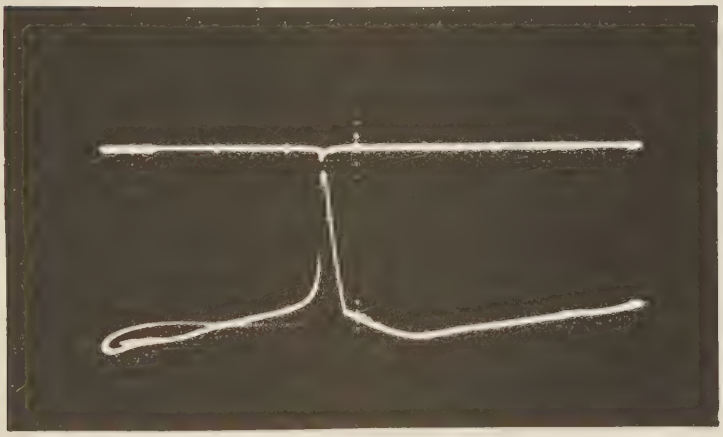


Fig . 29

Couplage
critique

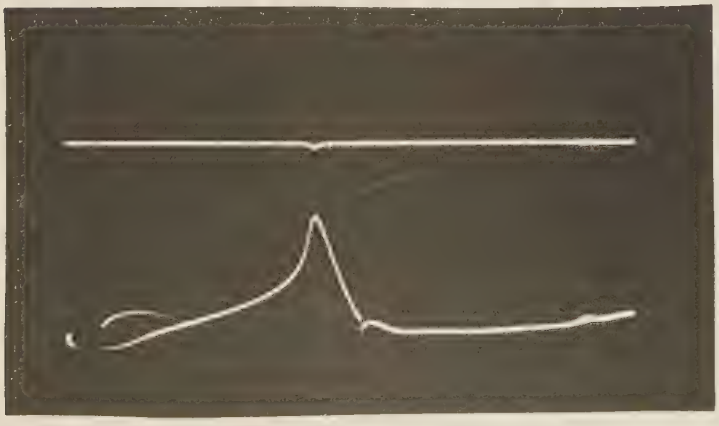


Fig . 30

Couplage
sur.critique

IV - Couplage cavité - ligne de transmission

Le problème du couplage a déjà été évoqué au paragraphe précédent et le schéma équivalent de l'ensemble cavité-organe de couplage - ligne a été donné.

Lorsque le couplage critique est atteint, c'est à dire lorsque l'adaptation est parfaite, toute l'énergie disponible dans la ligne est transmise à la cavité sans aucune réflexion. Le taux d'onde stationnaire, (T.O.S.) mesuré dans la ligne est donc égal à l'unité. C'est sur cette remarque que sont basées les méthodes de détermination du couplage.

Pour la mise au point des méthodes de recherche du couplage critique, nous avons employé une cavité très simple (fig.26) couplée à la ligne de transmission par l'intermédiaire d'une boucle.

Le couplage dépend alors :

- de la surface de la boucle
- de l'enfoncement de la boucle dans la cavité
- de l'angle que fait le plan de la boucle avec le plan de symètrie de la cavité passant par l'axe de la boucle.

Les deux premiers paramètres étant fixés et le troisième étant repéré sur un secteur gradué, il est possible de couvrir toute la gamme des couplages.

La détermination de la fréquence de résonance de la cavité et l'approche du couplage critique sont alors étudiés grâce au montage représenté fig. 27 .

Cette méthode, du type dynamique, permet une estimation instantanée du degré de couplage d'après la forme de la courbe de résonance de la cavité. En effet, au couplage critique et pour la fréquence de résonance, toute l'énergie est absorbée dans la cavité : en absence d'énergie réfléchie le sommet de la courbe de résonance se situe sur l'axe des énergies nulles.

Les photographies 28,29 et 30 montrent l'aspect de la courbe de résonance dans les trois cas : couplage sous critique, sensiblement critique et surcritique.

La courbe de résonance de l'ondemètre, sur la deuxième voie de l'oscilloscope, est amenée à la verticale de la courbe de résonance de la cavité, par variation de la fréquence de résonance de l'ondemètre. Cavité et ondemètre ont alors la même fréquence de résonance : celle-ci est obtenue par lecture sur le vernier de l'ondemètre.

Cette méthode nécessite un dispositif de balayage en fréquence du générateur hyperfréquence : le générateur FERISOL à carcinotron qui est employé comporte un tel dispositif incorporé.

Le dispositif précédent, s'il apporte un gain de temps considérable, ne permet évidemment pas de donner une valeur chiffrée du T.O.S. à l'entrée de la cavité. Pour cela il est obligatoire d'uti-

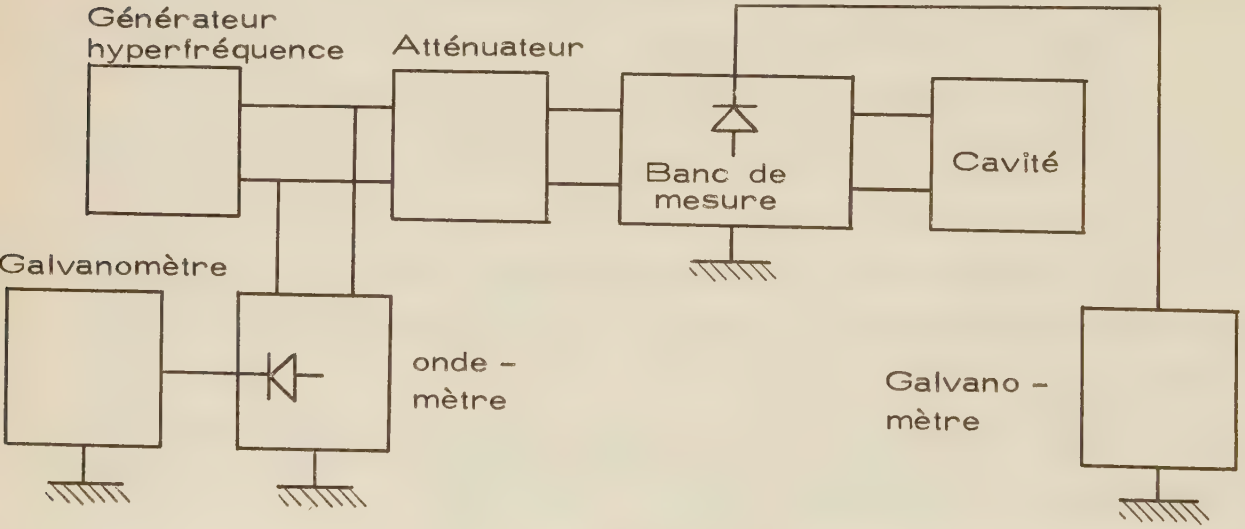


Fig. 31 - Schéma du montage destiné à la mesure des T.O.S .

liser une méthode statique. La fig. 31 indique le montage employé.

Fig.32 - Diagramme de Smith d'une cavité proche du couplage critique.

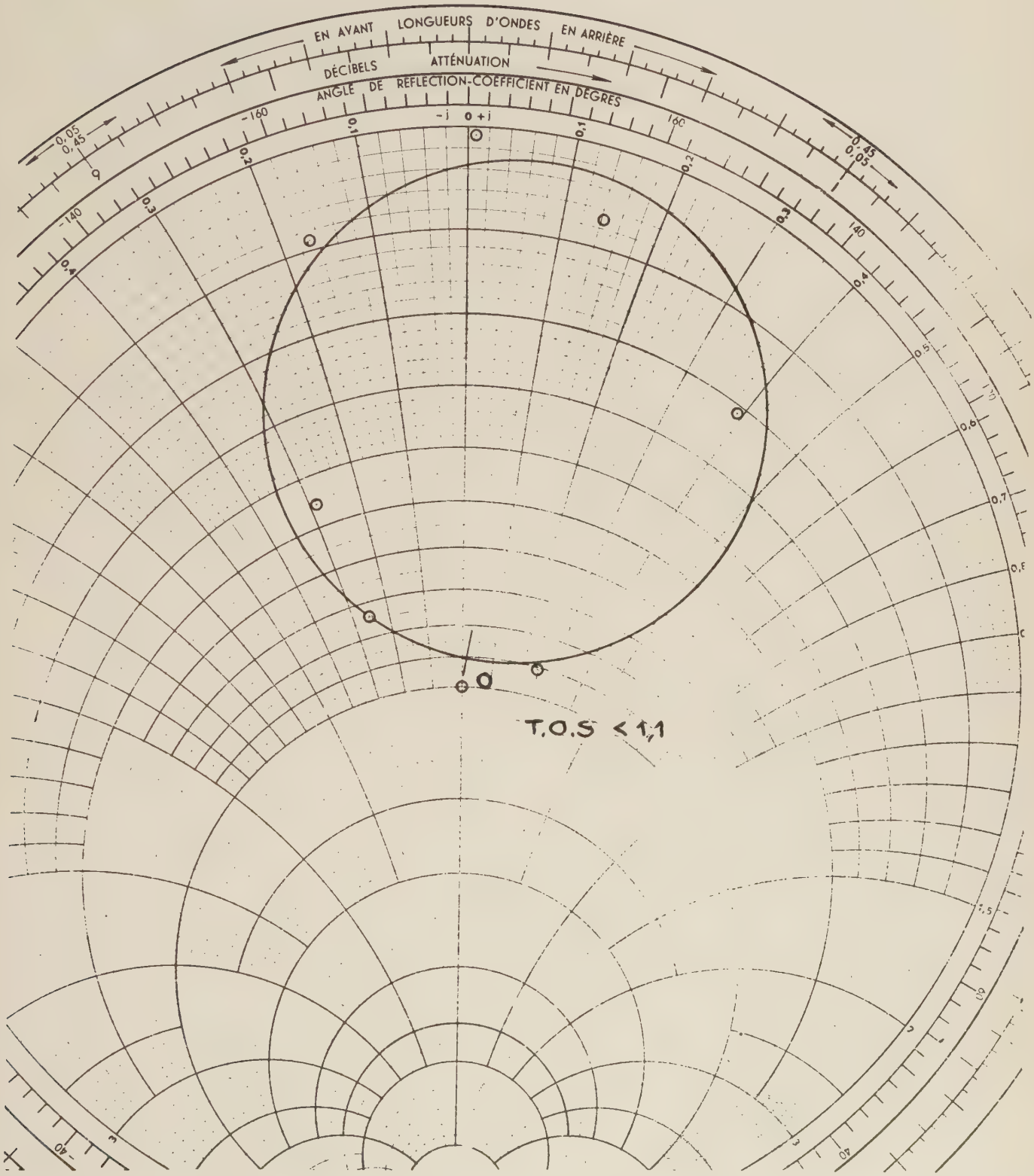
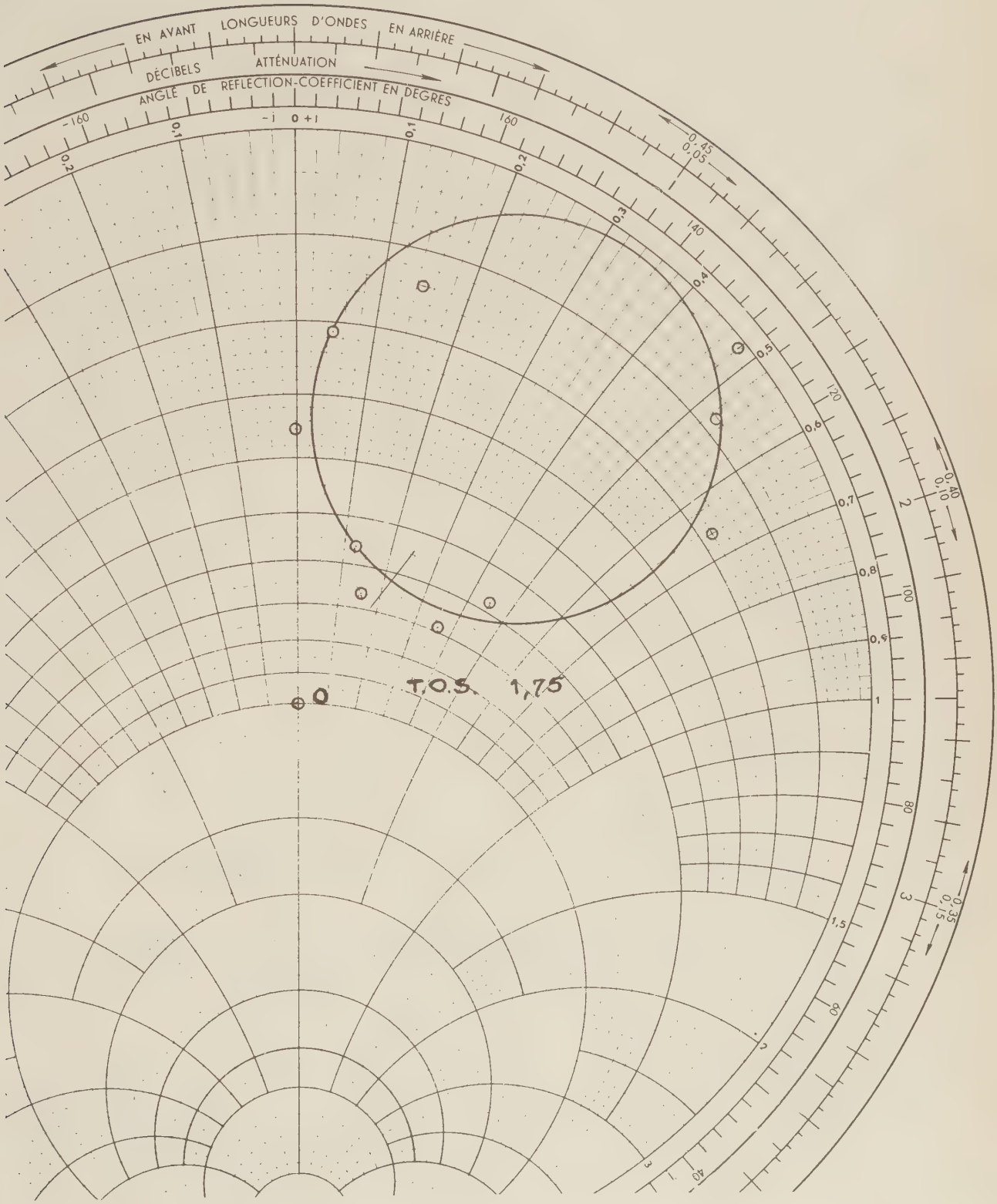


Fig. 33 - Diagramme de Smith d'une cavité sous-couplée.



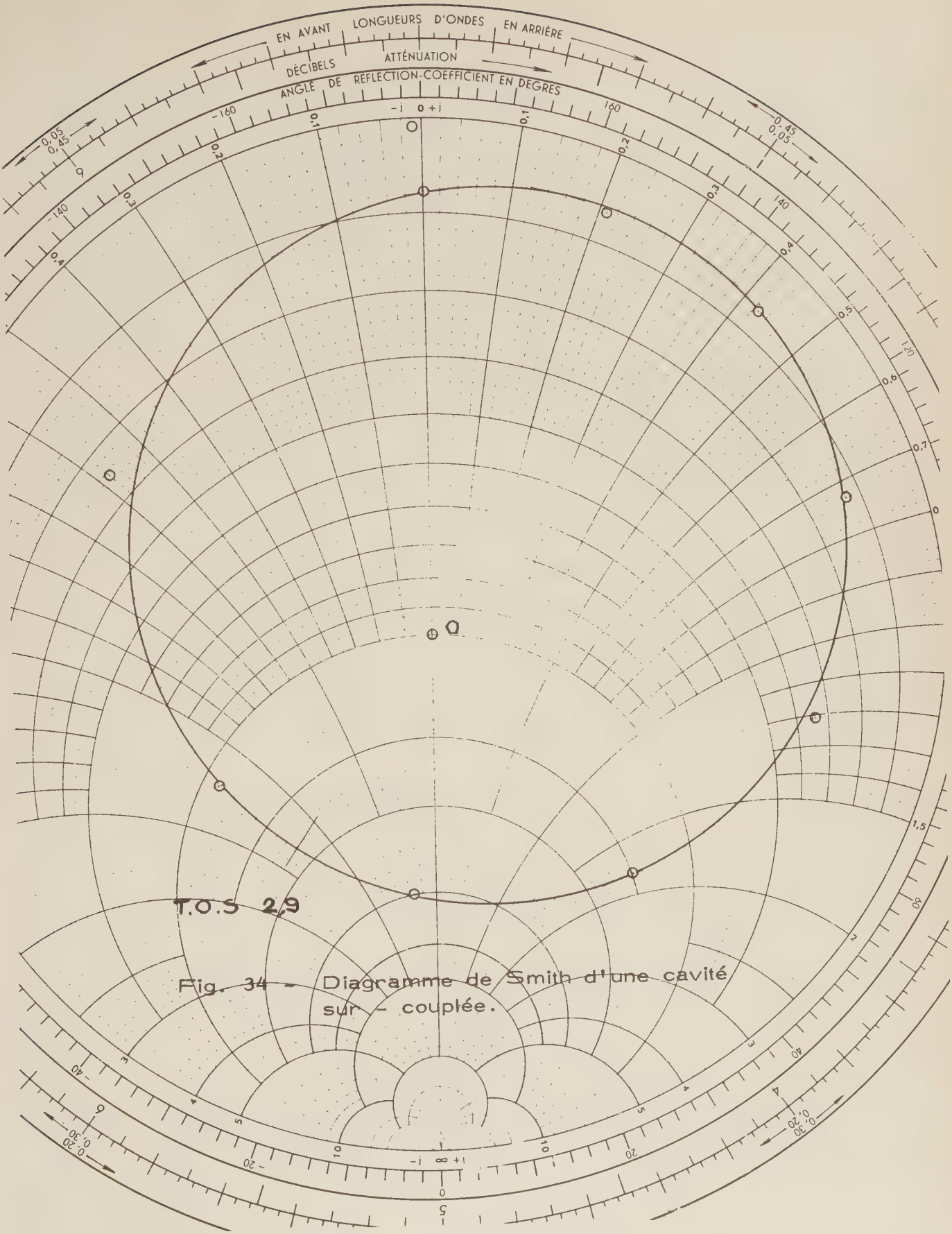


Fig. 34 – Diagramme de Smith d'une cavité sur – couplée.

Le principe de cette méthode est basé sur la définition même du couplage et ramène la détermination du couplage à une suite de mesures de taux d'ondes stationnaires. Pour cela on fait varier par bonds la fréquence du générateur dans une bande étroite autour de la fréquence de résonance de la cavité et on étudie les variations correspondantes du coefficient de réflexion du système d'ondes stationnaires qui s'établit dans la ligne de mesure.

La valeur du T.O.S., qui détermine le module du coefficient de réflexion, est donnée par le rapport de l'amplitude maximum sur l'amplitude minimum du champ électrique (la détection par cristal étant quadratique il convient de prendre la racine carrée du rapport des lectures sur le galvanomètre).

La phase du coefficient de réflexion est donnée, à une constante près, par la place d'un noeud du champ électrique.

Pour des raisons de commodité le T.O.S. et la phase sont alors reportés sur un diagramme de Smith qui donne une représentation polaire du coefficient de réflexion. Le lieu des points ainsi obtenus est un cercle.

Pour une adaptation parfaite, le T.O.S. vaut 1, donc le cercle représentatif passe par le centre du diagramme. En cas de couplage sous-critique le centre du diagramme est en dehors du cercle, il est à l'intérieur pour un couplage surcritique (22). Dans ces trois cas le cercle représentatif sera tangent au cercle enveloppe du diagramme si le couplage a lieu sans pertes. Les figures 32,33 et 34 explicitent ces trois cas.

Le point de résonance exact est alors donné par l'intersection du cercle représentatif avec la droite joignant le centre de ce cercle au centre du diagramme. Le T.O.S. correspondant s'obtient par simple lecture.

V - Couplage par fenêtre

En raison des puissances assez importantes à transmettre (jusqu'à 500 w) la ligne de transmission est constituée par un guide d'onde. L'organe de couplage est alors constitué par un trou rectangulaire (fenêtre) reliant la cavité au guide.

Un tel couplage peut se faire soit en bout de guide, soit sur un côté du guide, et devra permettre d'exciter convenablement le mode choisi sans permettre aux modes parasites de s'établir.

1 - Couplage latéral. Dans ce cas le guide est terminé par un court-circuit mobile, dont la distance par rapport au trou constitue un paramètre supplémentaire (fig.35) et permet d'ajuster les conditions de couplage.

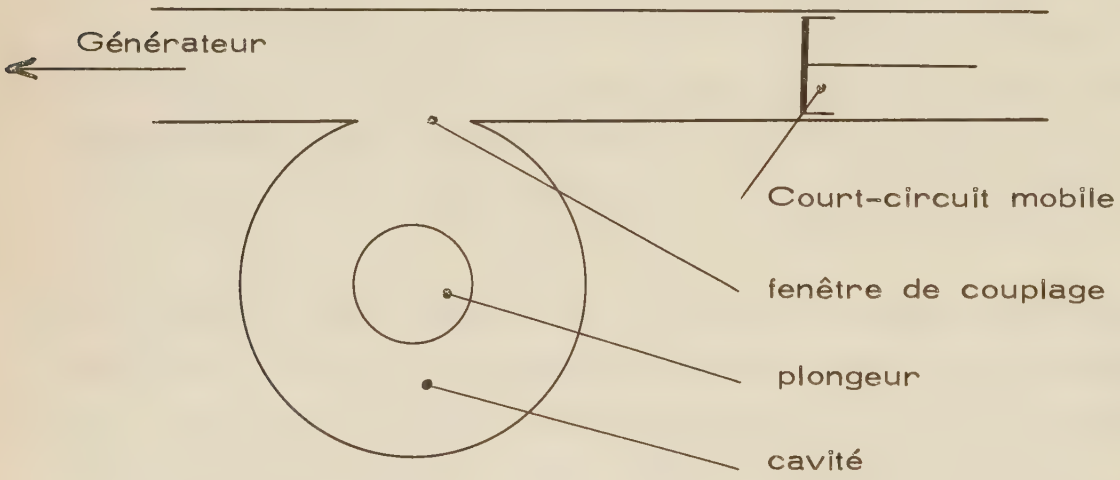


Fig. 35 - Couplage cavité - guide d'onde par fenêtre latérale.

Le piston de court-circuit employé (23) (fig.36) est du type "à piège ".

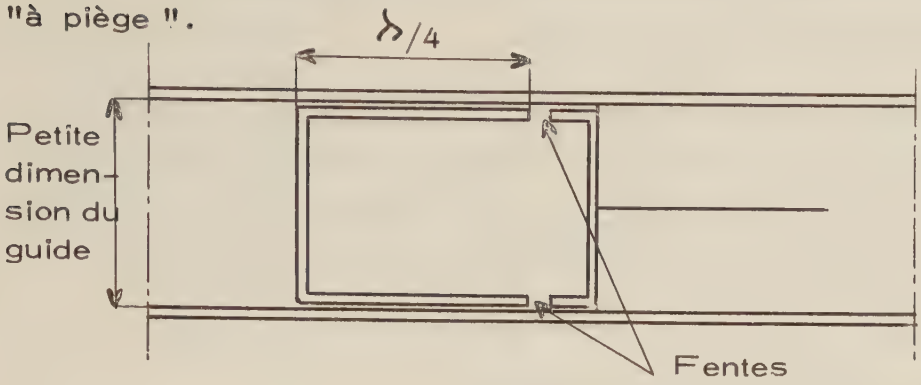


Fig. 36 - Piston de court-circuit avec piège en λ/4

En effet il est impossible d'avoir un contact électrique parfait entre le piston en mouvement et les faces internes du guide dans une région à champ élevé. On remplace ce court-circuit mécanique irréalisable par un court-circuit fictif. Pour cela on fixe sur le piston une boîte creuse correspondant à un tronçon de guide et dont chacun des deux grands côtés comporte une fente. La distance entre le fond de la boîte et la fente est égale au quart de la longueur d'onde dans le guide. Alors l'impédance est infinie au niveau des fentes, donc nulle sur la face avant du piston. Ce dispositif s'est révélé être d'un fonctionnement sûr.

En fait le couplage latéral a été abandonné malgré des essais positifs en raison de :

- la difficulté mécanique d'obtenir des fenêtres minces.
- l'introduction du paramètre constitué par la position du piston.

(Pour certaines autres applications ce paramètre peut au contraire offrir un avantage déterminant).

2 - Couplage en bout. C'est ce mode de couplage qui a été finalement retenu.

Le premier problème qui se pose alors est la disposition géométrique de l'axe de la cavité par rapport au guide : cet axe peut être parallèle soit au petit côté, soit au grand côté du guide. Le choix peut être fait simplement en considérant les lignes de champ dans le guide et dans la cavité. Pour cela il est nécessaire de connaître le mode de propagation de l'onde dans le guide.

Dans le guide choisi, c'est le mode TE 10 qui se propage. Ce mode, qui possède la fréquence de coupure la plus basse (24), est désigné pour cela sous le nom de mode dominant.

L'expression TE 10 vient du fait que les composantes du champ électrique sont situées uniquement dans un plan transversal au guide, donc perpendiculaire à la direction de propagation. Le premier indice 1 signifie que dans ce plan transversal il n'existe qu'une demi-période de variation de la configuration du champ suivant une direction parallèle au grand côté du guide. Le deuxième indice 0 signifie que dans le plan transversal il n'y a pas de variation de la configuration du champ suivant une direction parallèle au petit côté du guide. Les figures 37 représentent les lignes de champ électrique dans un tel cas.

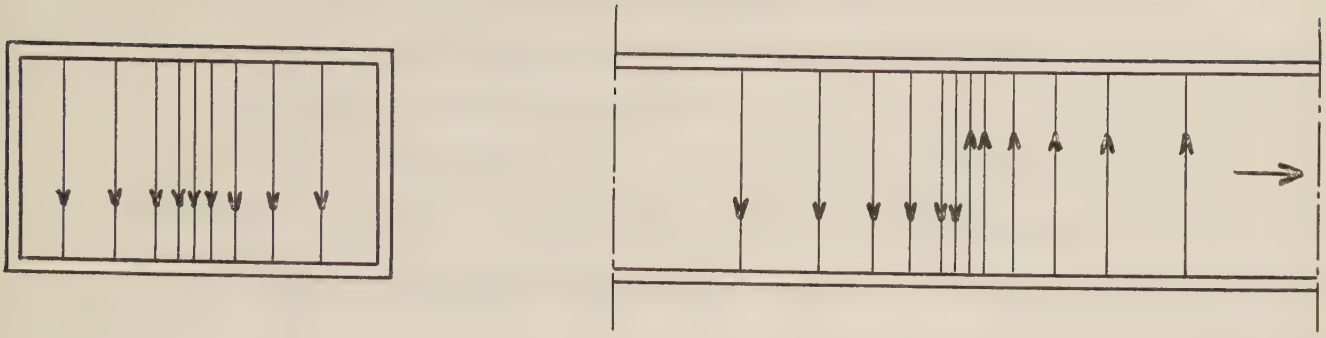


Fig. 37 - Ligne de champ électrique dans le mode TE_{10}

De plus, le mode TE 10 est le seul à pouvoir se propager si la longueur du petit côté du guide est inférieure à la demi longueur d'onde. En réalisant cette condition, on a la certitude de ne pas permettre la transmission d'autres modes.

On a vu figure 21 la forme des lignes du champ électrique dans la cavité : elles sont sensiblement parallèles à l'axe de symétrie de la cavité. Les lignes de champ dans le guide imposent donc que l'axe de la cavité soit parallèle au petit côté du guide.

La direction de l'axe étant ainsi fixée, le problème du centrage a été résolu de façon à éviter l'introduction d'un paramètre supplémentaire, donc en faisant coïncider le centre de la fenêtre avec le centre du guide. La figure 38 donne la coupe d'une telle fenêtre.

Il reste alors à déterminer les dimensions de la fenêtre. Malheureusement l'étude analytique des perturbations que produit une telle fenêtre sur les champs, n'est pas possible dans le cas d'une fenêtre de dimensions relativement grandes par rapport à la longueur d'onde. En se basant sur les études analytiques approchées possibles dans le cas des fenêtres de petites dimensions on peut voir cependant (20) que :

1 - l'épaisseur ε des parois de la fenêtre joue un rôle très important. En effet la fenêtre se présente comme un tronçon de guide excité à une fréquence inférieure à sa fréquence de coupure. Il en résulte une atténuation considérable des champs excitants. Si λ_c est la fréquence de coupure du mode considéré pour un guide de section transversale égale à la section de la fenêtre, le coefficient d'atténuation A aura pour valeur :

$$A = e^{-\frac{2\pi\varepsilon}{\lambda_c}}$$

Il faut donc choisir une épaisseur ε aussi faible que possible. Seules les considérations mécaniques apportent une limitation à la diminution de ε . En pratique il est difficile de descendre au-dessous du millimètre.

2 - les coefficients déterminant le couplage varient comme la puissance 3/2 de la surface de la fenêtre.

En résumé la recherche du couplage critique sera conduite de la façon suivante :

- obtention d'un ε aussi faible que possible dans l'étude géométrique
- choix d'une des dimensions transversales de la fenêtre : la hauteur prise égale à la hauteur h de la cavité, ce qui expérimentalement à donné de bons résultats.
- adoption d'une valeur initiale de la largeur ℓ (1 cm)

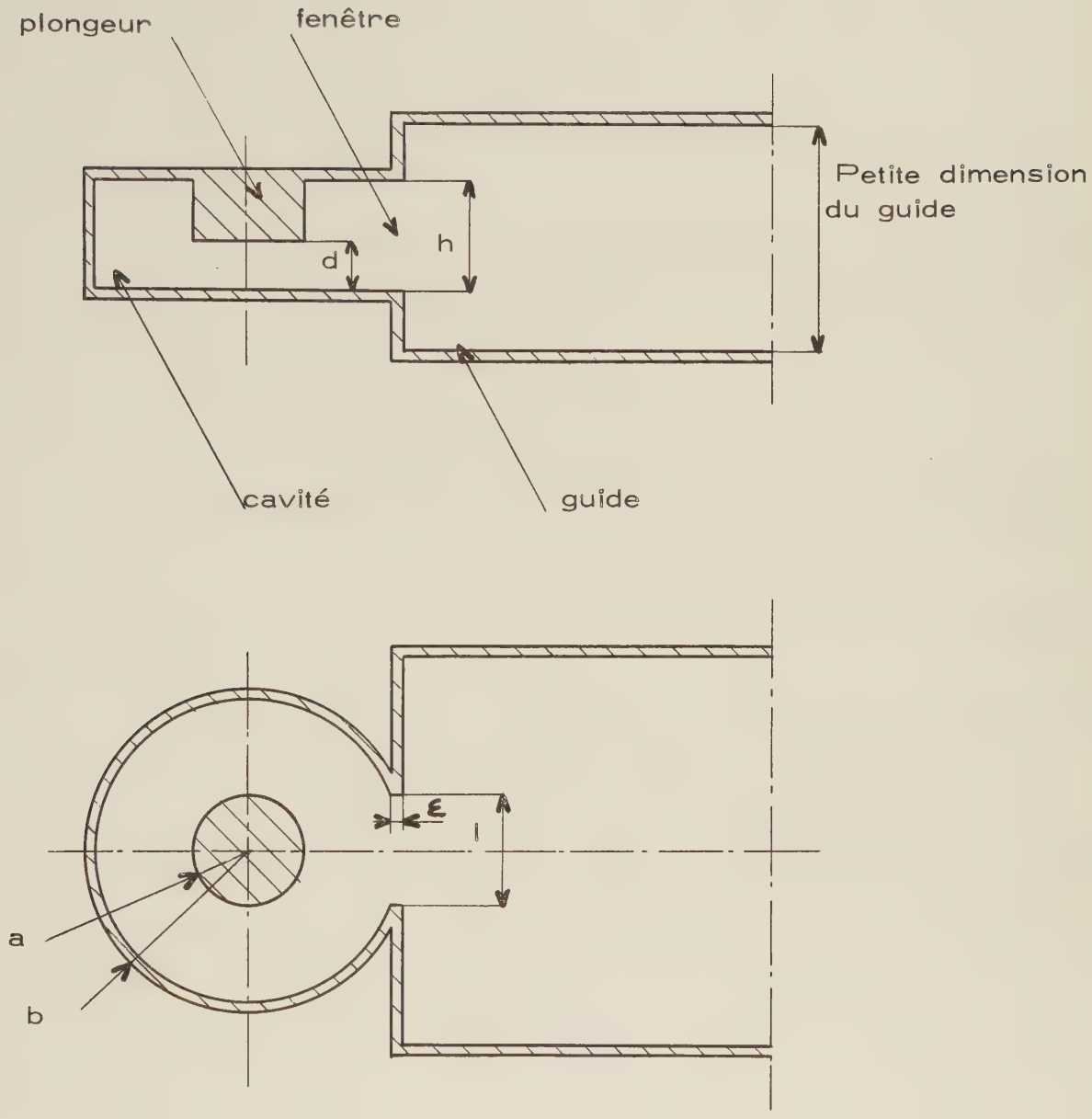


Fig. 38 - Schéma d'une fenêtre de couplage cavité - guide

puis augmentation par bonds successifs (de 1 mm) de cette largeur ℓ jusqu'à obtention du couplage critique que nous avons obtenu pour ℓ = 18 mm.

V - Générateur hyperfréquence

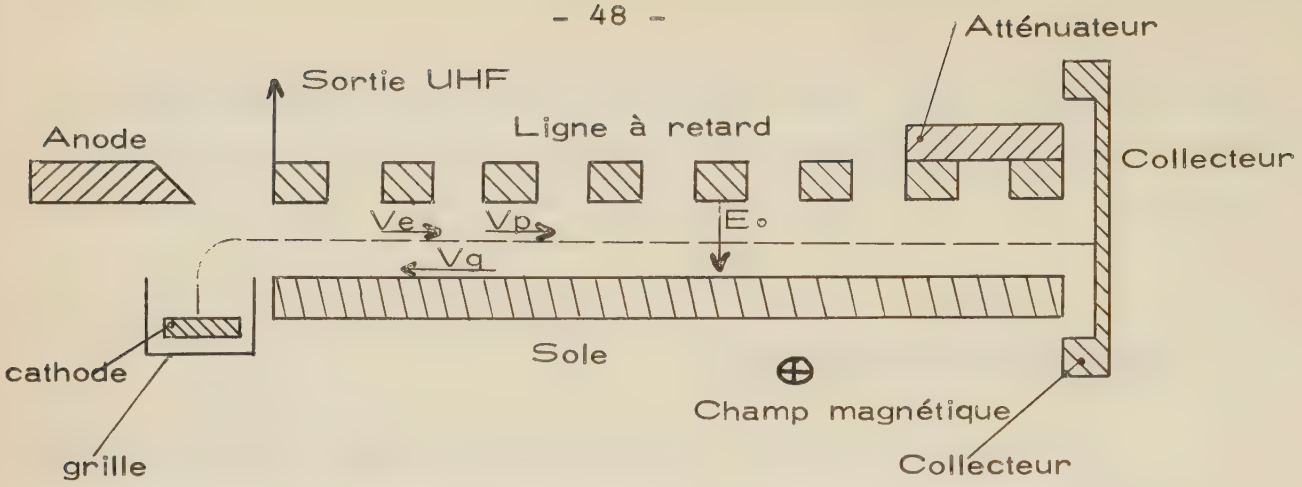
Si l'on veut obtenir une modulation élevée, il faudra disposer d'une source de puissance importante. Cette source devra avoir les qualités suivantes :

- très bonne stabilité en fréquence
- spectre de fréquence étroit
- variation possible de la fréquence par une commande simple

Les auto-oscillateurs du type " carcinotron " répondent bien à ces nécessités.

Dans un carcinotron, on produit une interaction entre un faisceau d'électrons et une onde électromagnétique se propageant le long d'une ligne,de façon à ce que l'on ait une composante électrique axiale suivant la trajectoire des électrons. La vitesse des électrons est telle que l'on puisse avoir une interaction entre ces électrons et l'onde de retour se propageant en sens inverse dans la ligne. Si le déphasage entre le mouvement de ces électrons et l'onde est tel que les électrons soient ralentis, on aura transfert d'énergie des électrons (c'est à diredе la source puissance continue), à l'onde électromagnétique (c'est à dire à la source hyperfréquence). Si les conditions d'amorçage sont réalisées, on obtient un oscillateur présentant les caractéristiques cherchées.

Le schéma de principe d'un tel générateur (25) est représenté figure 39.



Ve : Vitesse des électrons

Vp : Vitesse de phase

Vg : Vitesse de groupe

Fig. 39 - Schéma de principe d'un carcinotron

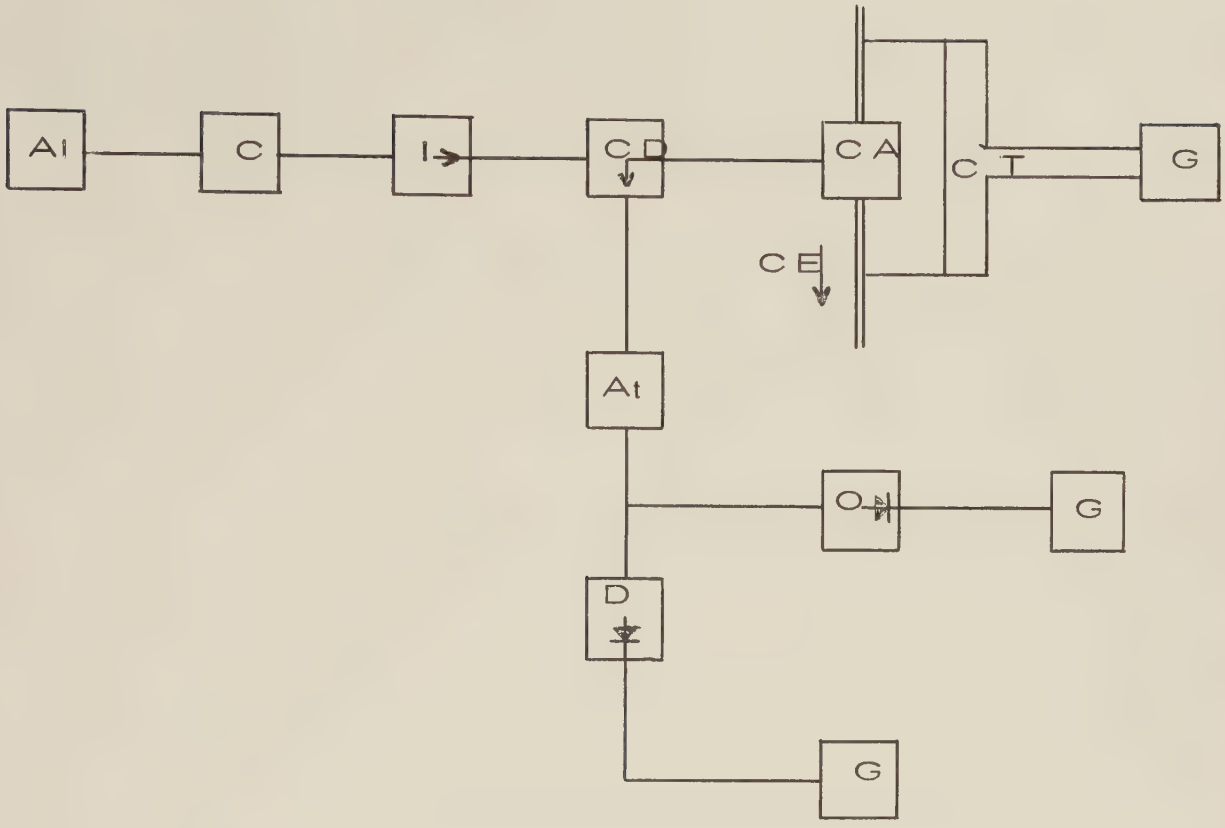
On distingue :

- le canon à électrons
- l'espace d'interaction compris entre la ligne et la sole
- le collecteur
- le champ magnétique de focalisation

Le canon à électrons est composé d'une cathode à chauffage indirect, d'une grille de focalisation et d'une anode d'accélération.

Dans l'espace d'interaction règne un champ électrique intense dû à la différence du potentiel élevée existant entre la ligne positive (5000 v) et la sole négative (-700 v).

Le long de la ligne à retard le sens de propagation de l'énergie est opposé à celui de la phase, d'où le nom de carcinotron (καρκινος signifie écrevisse).



Al : Alimentation du carcinotron

At : Atténuateur

C : Carcinotron

CA : Charge adaptée à eau

CD : Coupleur directif

CE : Circulation d'eau

CT : Couple thermoélectrique

D : Détecteur

G : Galvanomètre

O : Ondemètre

I : Isolateur

Fig. - 40 Schéma du montage destiné à la mesure de la puissance et de la largeur de bande du carcinotron

En pratique le rendement est de l'ordre de 30 % et la plus grande partie de l'énergie du faisceau est absorbée dans le collecteur qui doit être refroidi par une circulation d'eau.

Ces remarques sur le fonctionnement d'un carcinotron permettent de voir que :

- la fréquence d'oscillation dépend de la différence de potentiel entre ligne et sole. La stabilité en fréquence dépendra donc de la stabilité obtenue sur les tensions d'alimentation de ces deux électrodes.

- la puissance de sortie dépend de la tension de l'anode.

Le carcinotron est alimenté par un ensemble de hautes tensions adaptées qui fournit le chauffage en continu (6,3 v), la tension ligne (jusqu'à 5,5 kv - 0,5 A), la tension sole (800 v - 0,1 A) et la tension de polarisation anode (1,5 kv). L'ensemble comprend en plus les dispositifs de sécurités nécessaires. Les tensions ligne et sole sont stabilisées à 5.10^{-5}.

Un point essentiel pour le travail décrit ici est la largeur du spectre de fréquence du carcinotron. Le montage suivant (fig.40) permet d'étudier ce spectre et de déterminer la puissance fournie par le générateur.

L'isolateur à ferrite, placé après le carcinotron, apporte une atténuation très faible en sens direct et une atténuation très élevée en sens inverse. Il sert à protéger le carcinotron en cas de désadaptation du circuit : en effet, pour la sécurité du carcinotron, le T.O.S. à l'entrée de la ligne ne doit pas être supérieur à 2.

La charge adaptée à circulation d'eau, que nous avons réalisée est d'un type simple mais présente cependant un bon T.O.S. (1,2) qui correspond à une absorption de 98 % de la puissance. Elle est constituée par deux tubes de verre concentriques assurant la circulation de l'eau : le tube extérieur est de profil conique effilé pour assu-

rer une atténuation progressive sans réflexion de l'onde hyperfréquence. Ces tubes de verre sont excentrés par rapport à l'axe du guide d'onde, afin d'obtenir une plus grande largeur de bande (2,8 à 3,5 k MHz (26).

Un système de couples thermo-électriques permet de comparer les températures de l'eau à l'entrée et à la sortie de la charge, donc de mesurer la puissance absorbée si on connaît le débit de l'eau. Cette détermination reste cependant assez imprécise en raison de la présence dans l'eau de bulles d'air. Celles-ci ont pour conséquence une instabilité faible mais permanente du T.O.S., donc de la puissance absorbée. Des mesures précises imposeraient de piéger ces bulles.

Le coupleur directif transmet à l'embranchement perpendiculaire du guide une faible partie (atténuation de 20 d B) de la puissance parcourant le guide principal dans un sens donné, sans transmettre la puissance de sens opposé.

Pour obtenir le spectre de fréquence du carcinotron, on fixe alors les tensions ligne , sole et anode de façon à obtenir un point de fonctionnement déterminé. Puis on étudie la variation de la hauteur du signal de sortie de l'ondemètre en fonction de sa fréquence de résonance (fig.41).

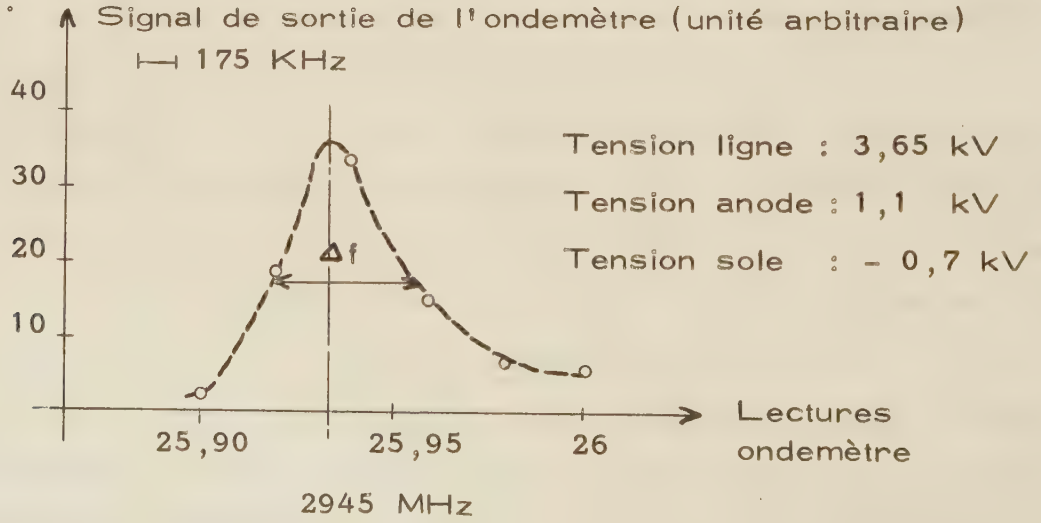


Fig. 41 - Spectre de fréquence du carcinotron ($\Delta f = 612$ KHz)

La largeur à mi-hauteur Δf permet d'évaluer la qualité du générateur, donc le coefficient de surtension admissible pour les cavités. Nous trouvons :

$$Q = \frac{f}{\Delta f} = \frac{2945}{0,6} = 4900$$

VI - Détection des ondes hyperfréquences

Après l'étude du générateur, il convient de préciser le dispositif employé pour la détection d'une onde hyperfréquence. Ce dispositif comprend :

- une sonde
- un piston d'accord
- un redresseur
- un appareil de mesure

VI a - La sonde

C'est un simple fil conducteur, rigide et isolé, plongeant dans l'enceinte où règne le champ électrique hyperfréquence, et jouant le rôle d'antenne. La longueur de ce fil est déterminéeexpérimentalement de façon à obtenir, en fonction du champ à détecter, un courant redressé convenable. Ainsi dans un guide la sonde pourra pénétrer de 0,5 à 1 cm, alors que dans une cavité, la sonde ne devra en général pas dépasser l'alignement de la paroi (fig.42).

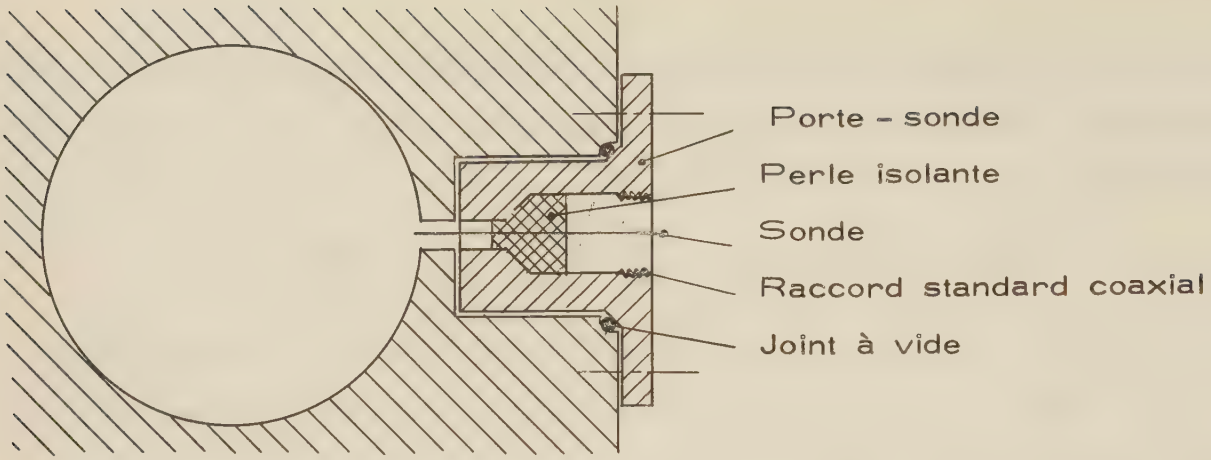


Fig. 42 - Schéma de montage d'une sonde dans une cavité.

On peut d'ailleurs prévoir, comme sur la ligne de mesure, un mécanisme permettant de règler et de repérer l'enfoncement de la sonde.

VI b - Le piston d'accord

Il permet d'adapter la sonde à la ligne de transmission pour une fréquence donnée. Le courant détecté est alors fonction de la position du piston et il importe de ne pas modifier la position de ce piston pour effectuer des mesures relatives. D'autre part, on voit qu'il n'est pas possible de faire des mesures relatives de champ correspondant à des fréquences différentes.

VI c - Le redresseur

C'est la partie principale du système de détection. On utilise en fait uniquement les diodes solides.

En effet les diodes à vide présentent, en hyperfréquence, deux inconvénients :

- une capacité entre cathode et anode trop élevée

- un temps de transit des électrons très important devant la période des oscillations.

D'ailleurs la recherche d'une très faible capacité interdit l'emploi, parmi les diodes solides, des redresseurs à couche où les deux électrodes ont sensiblement la même surface. Sont donc seuls utilisés les redresseurs à pointe. La surface de contact est alors très petite ce qui implique :

- une capacité extrêmement réduite (inférieure à 1 pF)

- la possibilité par contre de ne détecter que des puissances très faibles.

Une telle diode est constituée d'un cristal de silicium sur lequel appuie un fil de tungstène : on admet que par diffusion locale d'impuretés au point de contact, le semi-conducteur (silicium p) devient du type opposé (silicium n). La diode se comporte ainsi comme une jonction.

La loi de réponse du redresseur est de la forme :

$$I = A\left(e^{av} - 1\right)$$

I est l'intensité du courant redressé et v la tension hyperfréquence. Les coefficients A et a sont déterminés expérimentalement d'après la courbe de réponse du cristal. (On a par exemple $A = 2\,\mu A$ et $a = 20\ v^{-1}$). Soit en développement :

$$I = A\left(av + \frac{a^2v^2}{2!} + \frac{a^3v^3}{3!} + \cdots\right)$$

Seuls les harmoniques pairs contribuent au courant redressé, ce qui montre que pour les faibles niveaux la détection suit une loi quadratique (le courant redressé étant proportionnel au carré du champ électrique). Pour un courant redressé de $0,25\,\mu A$ la déviation par rapport à la loi quadratique est déjà de 2 %.

VI d - Appareils de mesure

Le redresseur se comporte comme un générateur de courant de résistance interne voisine de 200 Ω. L'impédance d'entrée de l'appareil de mesure doit être sensiblement égale.

Si le montage est alimenté en H.F. pure (cas où le montage comprend un élément résonnant), l'appareil de mesure sera un simple galvanomètre à courant continu.

Si le montage est alimenté en H.F. modulée en amplitude (par exemple par des signaux carrés de 1000 Hz) le cristal agira en détecteur et l'appareil de mesure comprendra un amplificateur basse fréquence (Il porte le nom commercial d'indicateur de T.O.S. car les lectures sont données directement en T. O. S.). L'emploi de la H.F. modulée est précieux dans l'étude des éléments à large bande car une lecture de T.O.S. est alors instantanée.

VII - Description détaillée de la cavité utilisée

Les études faites dans les paragraphes précédents déterminent les qualités que doit posséder la cavité et qui sont :

- une région de champ électrique maximum dans la zone de passage du faisceau d'électrons
- des lignes de champ électrique parallèles à la trajectoire des électrons pour obtenir d'une part une modulation maximum et pour éviter d'autre part des déviations du faisceau.
- un espace de modulation relativement étroit pour conserver une faible valeur de l'angle de transit.

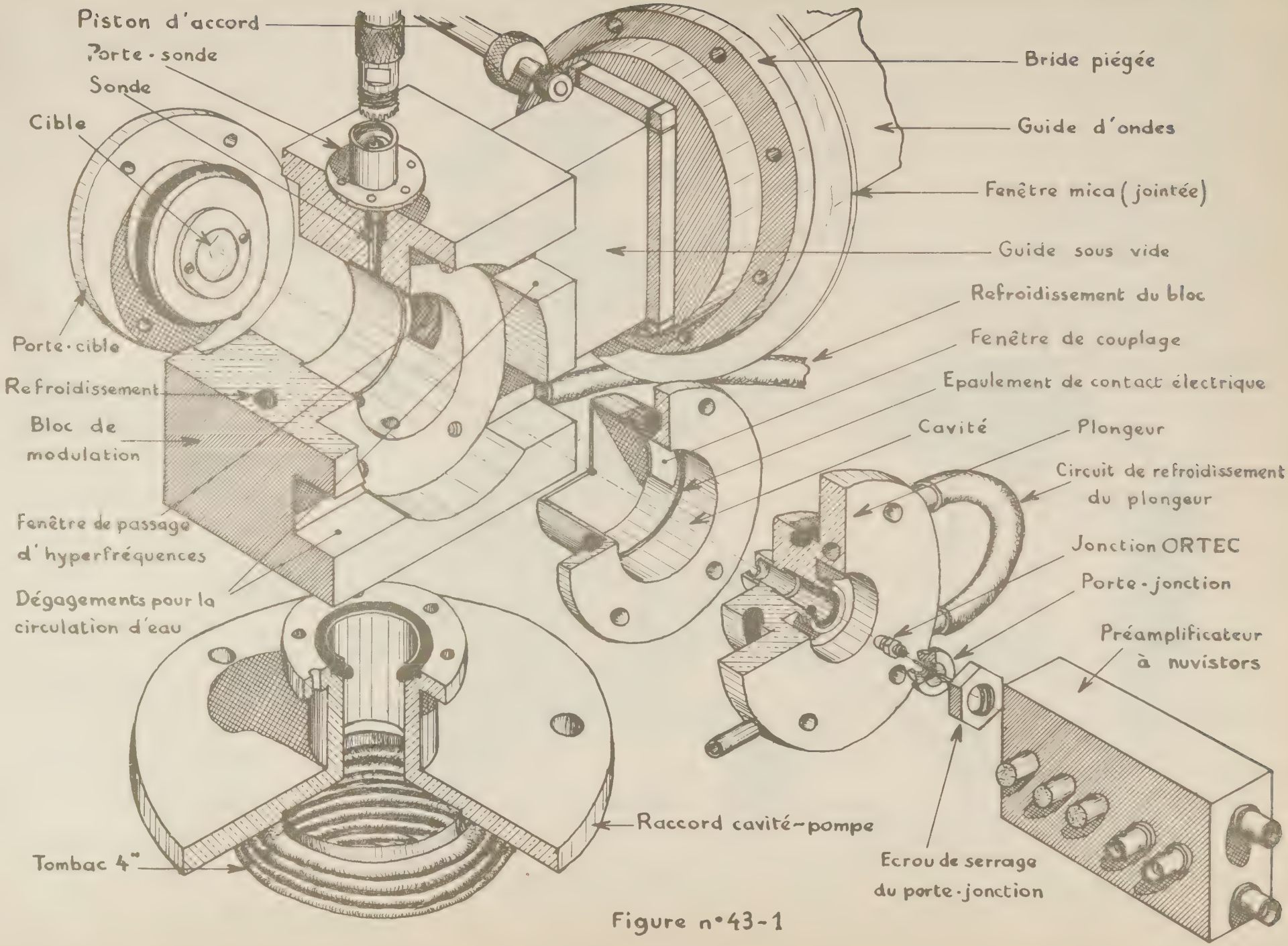

Piston d'accord
Porte-sonde
Sonde
Cible
Porte-cible
Refroidissement
Bloc de modulation
Fenêtre de passage d'hyperfréquences
Dégagements pour la circulation d'eau
Tombac 4"
Raccord cavité-pompe
Bride piégée
Guide d'ondes
Fenêtre mica (jointée)
Guide sous vide
Refroidissement du bloc
Fenêtre de couplage
Epaulement de contact électrique
Cavité
Plongeur
Circuit de refroidissement du plongeur
Jonction ORTEC
Porte-jonction
Préamplificateur à nuvistors
Ecrou de serrage du porte-jonction

Figure n°43-1

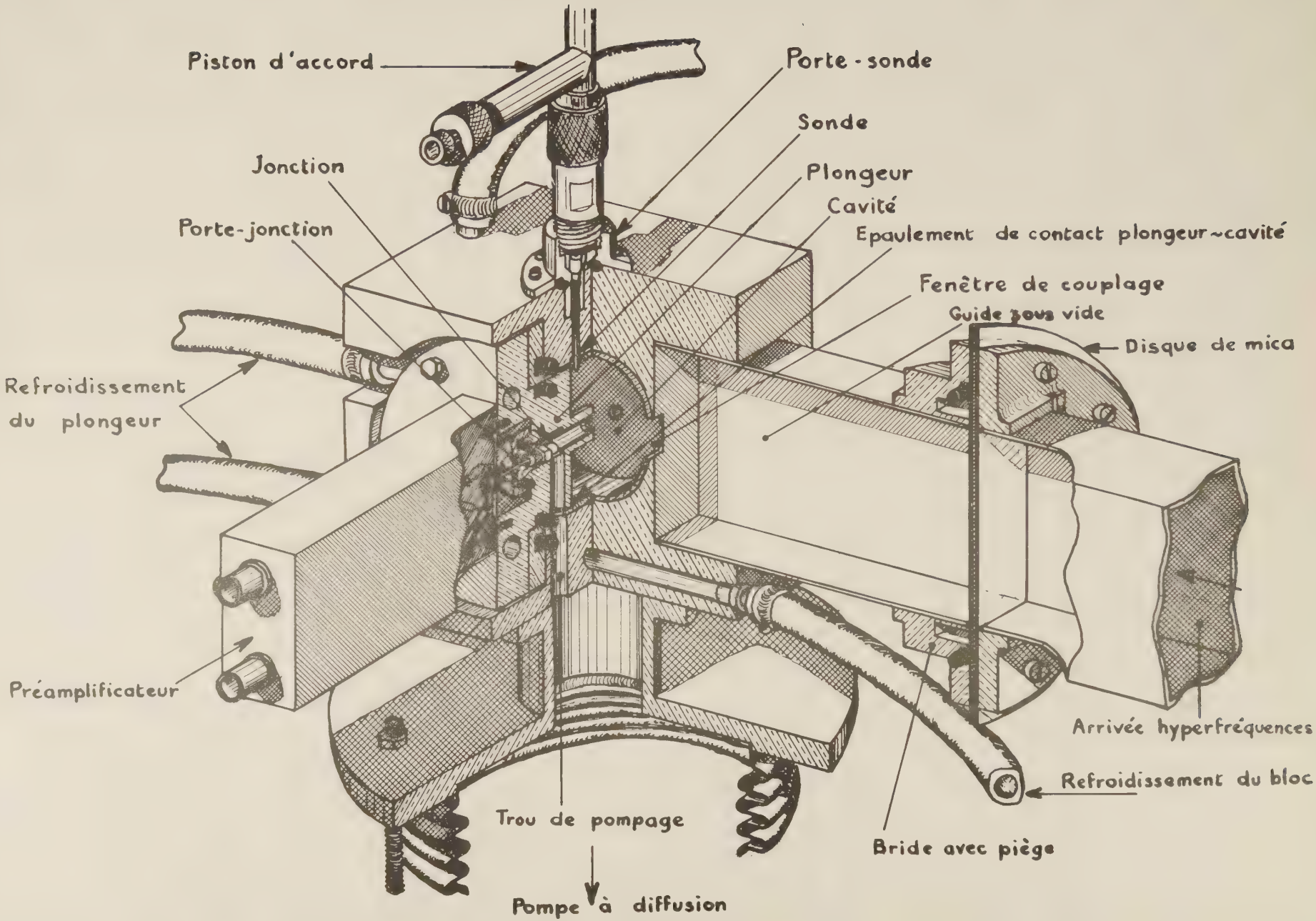

Piston d'accord
Porte-sonde
Sonde
Jonction
Plongeur
Cavité
Porte-jonction
Epaulement de contact plongeur-cavité
Fenêtre de couplage
Guide sous vide
Disque de mica
Refroidissement du plongeur
Préamplificateur
Arrivée hyperfréquences
Refroidissement du bloc
Trou de pompage
Bride avec piège
Pompe à diffusion

Figure 43-2

On voit fig. 43 le schéma complet du bloc de modulation que nous avons fait réaliser.

On peut remarquer sur ces schémas :

1 - Le plongeur et la cavité proprement dite, tous deux réalisés en cuivre pour avoir une bonne conductivité et facilement amovibles pour permettre un nettoyage et un polissage faciles des surfaces intérieures de la cavité. Ces deux pièces doivent posséder entre elles un contact électrique parfait.

2 - Le refroidissement assuré par une double circulation d'eau, à la fois dans le bloc et dans le plongeur. En effet la puissance dissipée peut atteindre des valeurs élevées (400 w) et il importe que :

- l'équilibre thermique soit stable pour éviter toute dérive en fréquence
- le plongeur dans lequel se trouve la jonction soit maintenu à une température ne dépassant pas 20°.

3 - La fenêtre de couplage avec le guide

4 - Le détecteur à jonction placé dans le plongeur.

5 - Le préamplificateur fixé directement sur le plongeur pour avoir une liaison jonction-cascode aussi courte que possible.

6 - L'ensemble de vide comprenant une pompe primaire et une pompe à diffusion piégée à l'azote liquide.

7 - La liaison sur la pompe à vide assurée par un raccord souple (Tombac) et un système permettant un règlage dans les trois dimensions par rapport à la pompe.

8 - Le disque mica de 3/10 mm d'épaisseur permettant le passage de l'onde hyperfréquence et isolant la partie sous vide.

Pour obtenir de bonnes performances il est nécessaire d'arrondir soigneusement tous les angles vifs existant dans la cavité : en effet lors de la montée en puissance, et bien avant l'apparition d'arcs, le détecteur à jonction, très photosensible, détecte l'existence de phénomènes lumineux à l'intérieur de la cavité : un polissage soigné permet de repousser le seuil d'apparition de ces phénomènes. De même pour la remise en service de la cavité après polissage, il y a intérêt à " rôder " les surfaces pendant quelques heures en faisant travailler la cavité à puissance élevée mais sans source ni jonction. (En effet le dépôt d'or recouvrant la jonction ne résisterait pas à l'action d'un arc : c'est d'ailleurs pour protéger la jonction contre un arc possible que celle-ci est placée relativement loin du fond du plongeur).

Les caractéristiques électriques calculées (21) de cette cavité sont :

- coefficient de surtension interne $Q_j = 8450$
- résistance shunt $R = 1064$ kΩ

Cette cavité avec un coefficient de surtension réel ($Q = Q_j/2$) de l'ordre de 4200 est bien adaptée au générateur (voir paragraphe V).

La profondeur de l'intervalle de modulation ($d = 7{,}94$ mm) nous donne une valeur suffisamment faible de l'angle de transit.

La résistance shunt Rs en charge ($R_s = R/2$) permet de calculer l'amplitude $\hat{V}$ du potentiel au centre de l'espace de modulation :

$$\hat{V} = (2\, P.\, R_s)^{1/2}$$

L'amplitude calculée de la modulation en fonction de la puissance absorbée dans la cavité est représentée figure 44.

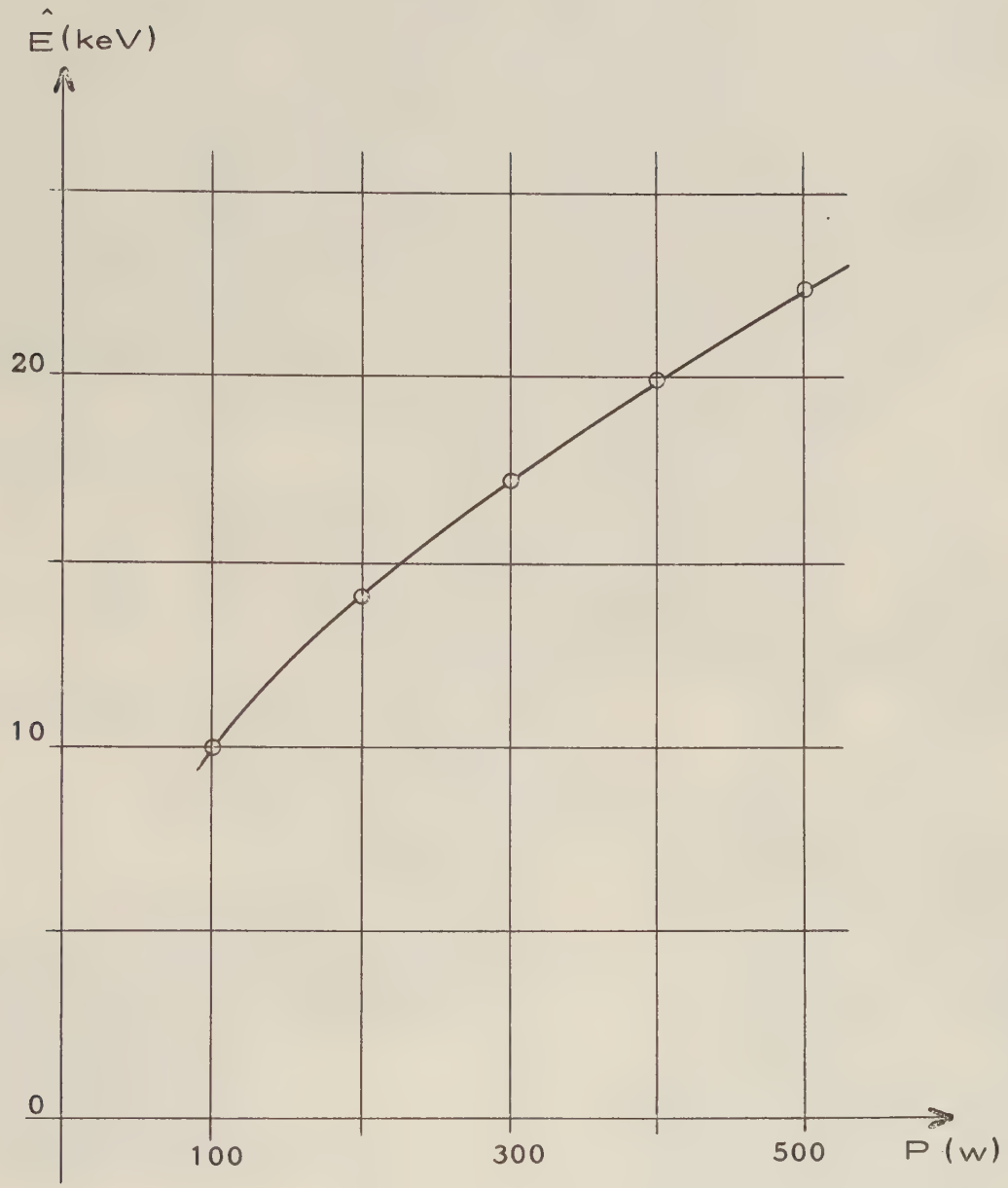
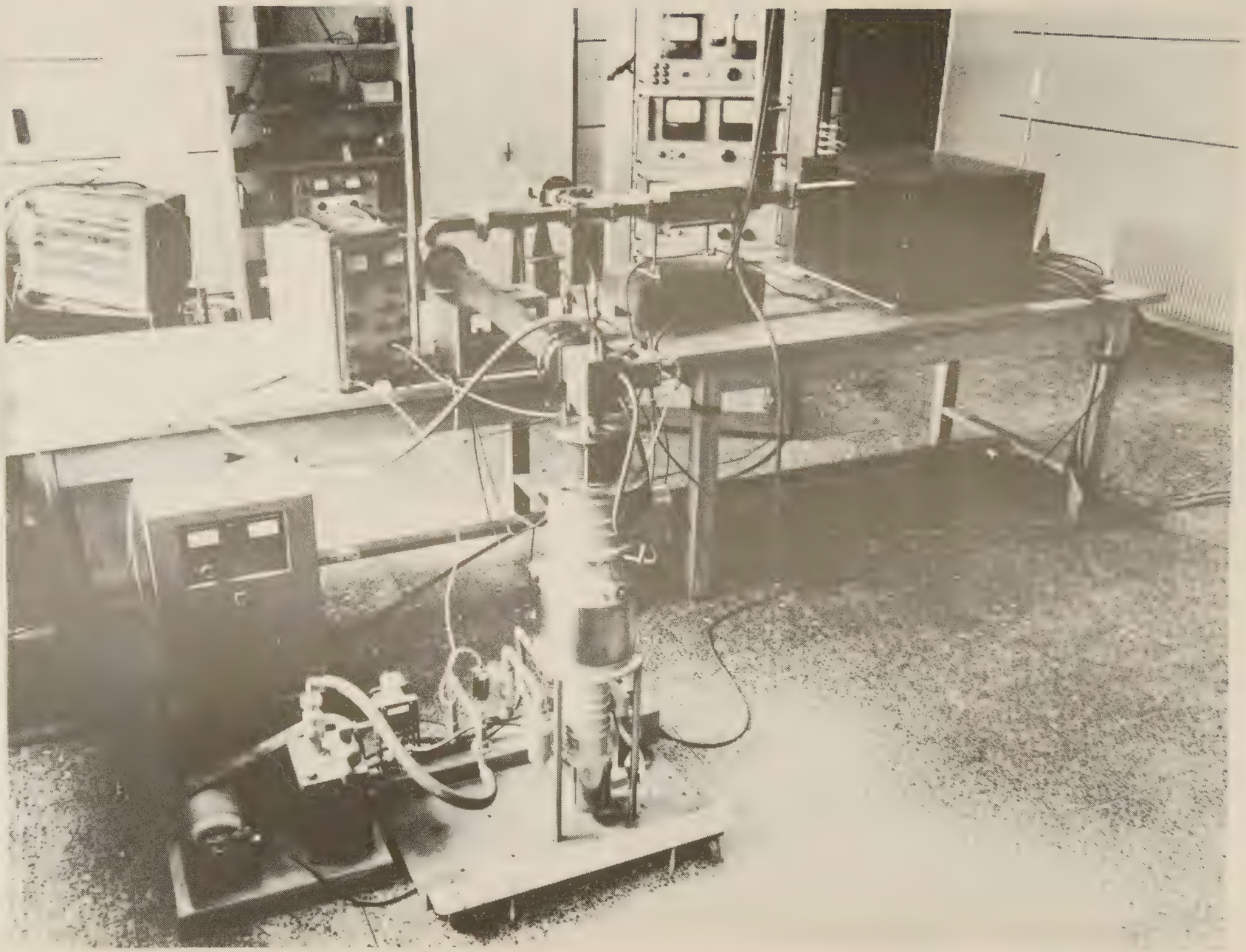


Fig. 44 - Amplitude calculée de la modulation en fonction de la puissance absorbée dans la cavité.



CHAPITRE IV

RESULTATS EXPERIMENTAUX DE LA MODULATION EN ENERGIE DES ELECTRONS PAR UN CHAMP HYPERFREQUENCE

I - Conditions expérimentales

Pour faire une étude expérimentale précise de la modulation, il serait nécessaire de disposer d'une raie électronique isolée. Or, la raie K du mercure 203 ne l'est pas, puisque cet isotope possède un spectre béta continu (Voir chapitre II). Nous l'avons cependant utilisé pour la mise au point de la modulation, car c'est l'isotope qui convient le mieux parmi ceux que l'on peut se procurer aisément.

Il est possible d'éliminer le spectre béta continu par un dispositif de coïncidences réglé sur les rayons X qui suivent l'émission des électrons de conversion (27). Ce procédé réduit considérablement le taux de comptage car l'angle solide que couvre le scintillateur est toujours assez faible. Nous ne l'avons pas employé car nos taux de comptage étaient déjà peu élevés (30 coups par minute) et limités par la faible épaisseur de la source et le petit diamètre du canal destiné au passage des électrons dans la cavité hyperfréquence.

Par contre nous avons soustrait graphiquement le spectre béta continu du spectre électronique total, afin de mettre mieux en évidence les variations de forme du pic K. Ainsi nous avons reporté, figure 45, un spectre complexe obtenu avec et sans modulation durant le même temps de comptage, et figure 46, le pic K déduit du spectre complexe par soustraction du spectre béta continu.

II - Résultats obtenus

Les figures 47 à 50 représentent des résultats obtenus expérimentalement pour des valeurs croissantes de la puissance fournie par le générateur.

L'amplitude réelle $\hat{E}$ de la modulation peut être estimée de deux façons (chapitre I, paragraphe IV) :

Première méthode : On détermine graphiquement le taux de comptage $\overline{C}$ correspondant à l'énergie initiale E°du pic électronique (en prenant un taux de comptage égal à 1 en l'absence de modulation). Ce taux de comptage, reporté sur la droite de la figure 7, nous donne la valeur $a/\hat{E}$. On en déduit la valeur de $\hat{E}$ connaissant la largeur à mi-hauteur a du pic électroniqueen l'absence de modulation. (Cette largeur était d'environ 20 keV au début de la mise au point, car la résolution était moins bonne avec la cavité que lors des essais de spectrométrie ; elle a ensuite été réduite à environ 16 keV.

Deuxième méthode : On détermine graphiquement l'intervalle d'énergie séparant les deux maximum dusau dédoublement du pic électronique. L'emploi de cette méthode n'est pas simple, car :

- il faut que ce dédoublement soit effectif, donc que la puissance de modulation soit élevée
- la valeur de l'intervalle d'énergie séparant les deux maximum varie de zéro pour les modulations de faible puissance à environ deux fois l'amplitude de la modulation pour les puissances élevées. L'étude du réseau de courbes théoriques de la figure 8 nous a conduit à prendre pour valeur de $2\hat{E}$, sur le pic modulé, la largeur totale à hauteur du minimum séparant les deux maximum. Cette estimation semble raisonnable pour des modulations dont l'amplitude $\hat{E}$ est de l'ordre de " a ".

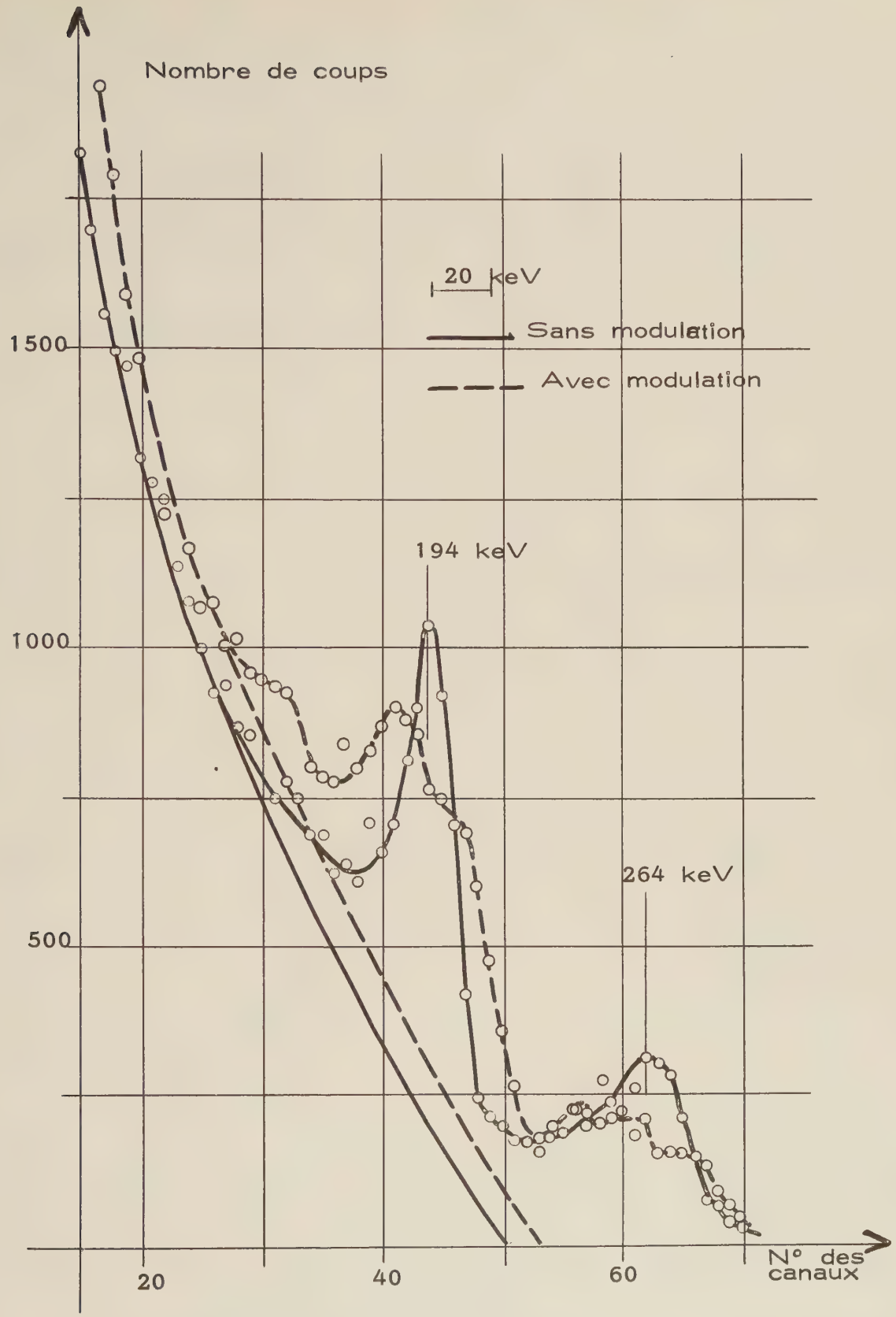


Fig. 45 - Spectre de mercure 203 avec et sans modulation d'énergie (Puissance de modulation : 280 w).

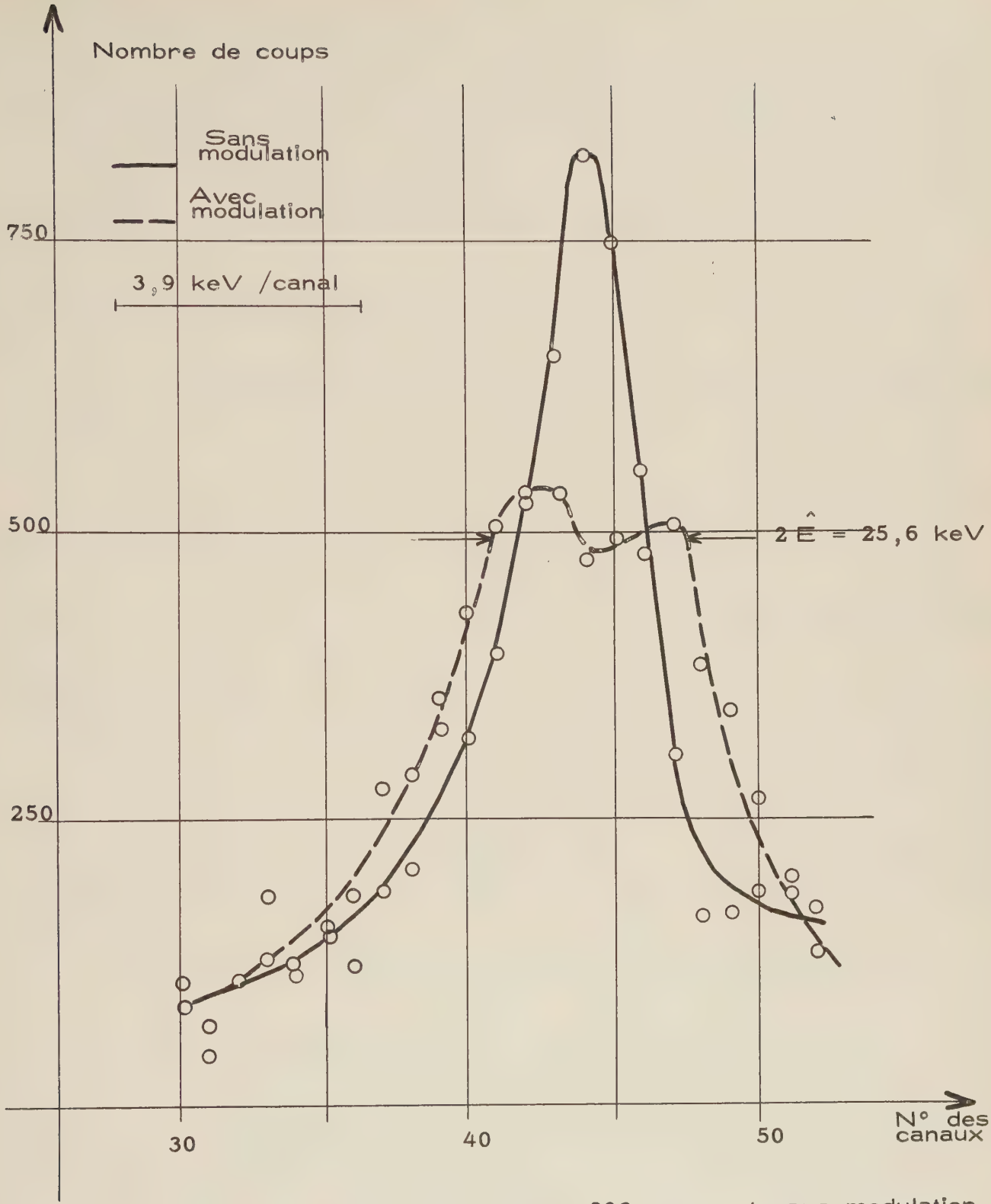


Fig. 46 - Pic K du mercure 203, avec et sans modulation. Puissance de modulation : 280 W

Amplitude de la modulation :

D'après méthode N° 1 (page 58) : 12 keV
D'après méthode N° 2 (page 58) : 12,8 keV

Les résultats, qui ont été obtenus expérimentalement, sont reportés sur la figure 51 : sur ce graphique nous avons indiqué, en fonction de la puissance fournie par le générateur, l'amplitude $\hat{E}$ de la modulation, estimée à l'aide des deux méthodes précédentes.

III - Interprétation des résultats expérimentaux

1 - Ecart entre l'amplitude calculée de la modulation et l'amplitude mesurée

Nous avons vu (page 56) qu'il était possible de calculer l'amplitude du potentiel au centre de l'espace de modulation.

$$\hat{V} = (2 P R_s)^{1/2}$$

En fait l'amplitude réelle de la modulation n'atteint qu'environ 75 % de l'amplitude ainsi calculée.

Cet écart est dû essentiellement aux pertes de puissance que subit l'onde hyperfréquence entre le générateur et la cavité. En effet nous avons déterminé l'amplitude calculée à partir de la puissance fournie par le générateur, qui nous est seule accessible, et non à partir de la puissance réellement absorbée dans la cavité. Or, il se produit des pertes de puissance dues :

- à l'isolateur hyperfréquence placé entre le générateur et la cavité
- au couplage imparfait de la cavité sur le guide d'onde
- aux différentes réflexions possibles (fenêtre mica, coudes)

La différence entre amplitude calculée et amplitude mesurée provient aussi :

- de l'imprécision sur la valeur réelle de la puissance du carcinotron en fonction de la tension anode : en effet nous avons dé-

terminé cette puissance à l'aide des abaques qui sont fournis par le constructeur et qui indiquent des valeurs moyennes obtenues avec ce type de générateur

- de la différence entre la valeur calculée de la résistance shunt de la cavité et sa valeur réelle.
- du temps de transit des électrons dans l'espace de modulation

2 - Limitations du côté des faibles puissances

Il est intéressant de faire des études à faibles puissances pour rechercher la modulation minimum détectable. Cette recherche pose un double problème :

- pour le montage expérimental, car la puissance minimum fournie par le carcinotron est de 140 watts. Il convient donc d'utiliser un dispositif destiné à répartir, dans deux guides distincts, la puissance fournie par le générateur : sur un guide est branchée la cavité, et sur l'autre une charge adaptée à eau destinée à absorber la puissance inutile. Il a été réalisé un tel dispositif, permettant de faire varier de façon continue la répartition de la puissance hyperfréquence.

- pour l'exploitation des résultats, car la deuxième méthode d'évaluation de l'amplitude (paragraphe II) nepeut être utilisée, et la pre - mière méthode est elle - même inapplicable pour les amplitudes de modulation trop faibles :

En effet cette dernière méthode repose, sur l'intégration de l'équation 3 page 8 :

$$\bar{c} = \frac{2}{T} \int_{-T/4}^{+T/4} \exp\left[-(4\log 2)\frac{\hat{E}^2}{a^2}\sin^2 2\pi\frac{t}{T}\right] dt$$

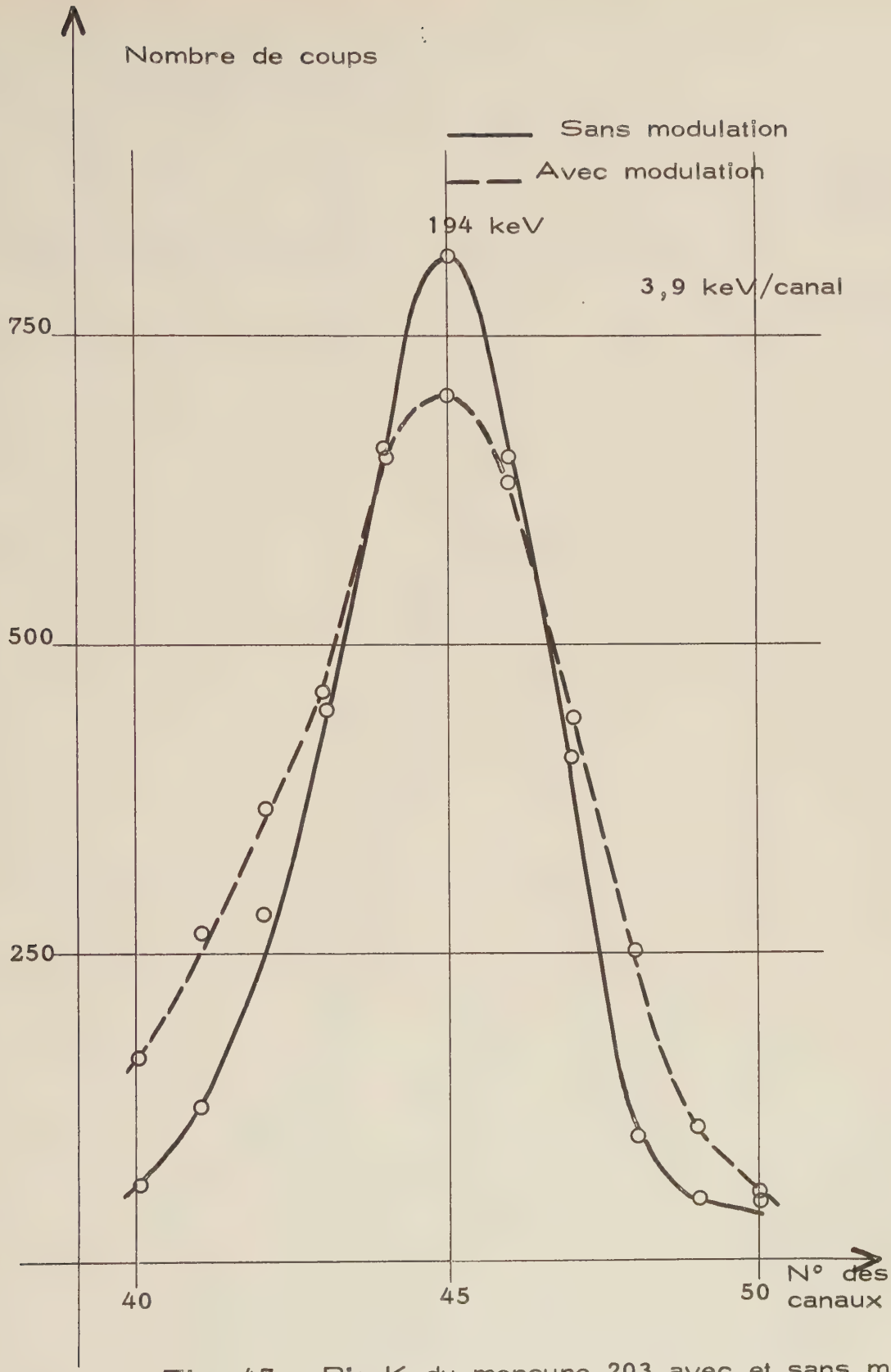


Fig. 47 - Pic K du mercure 203 avec et sans modulation.
Puissance de modulation : 63 w
Amplitude de modulation : 6,3 keV

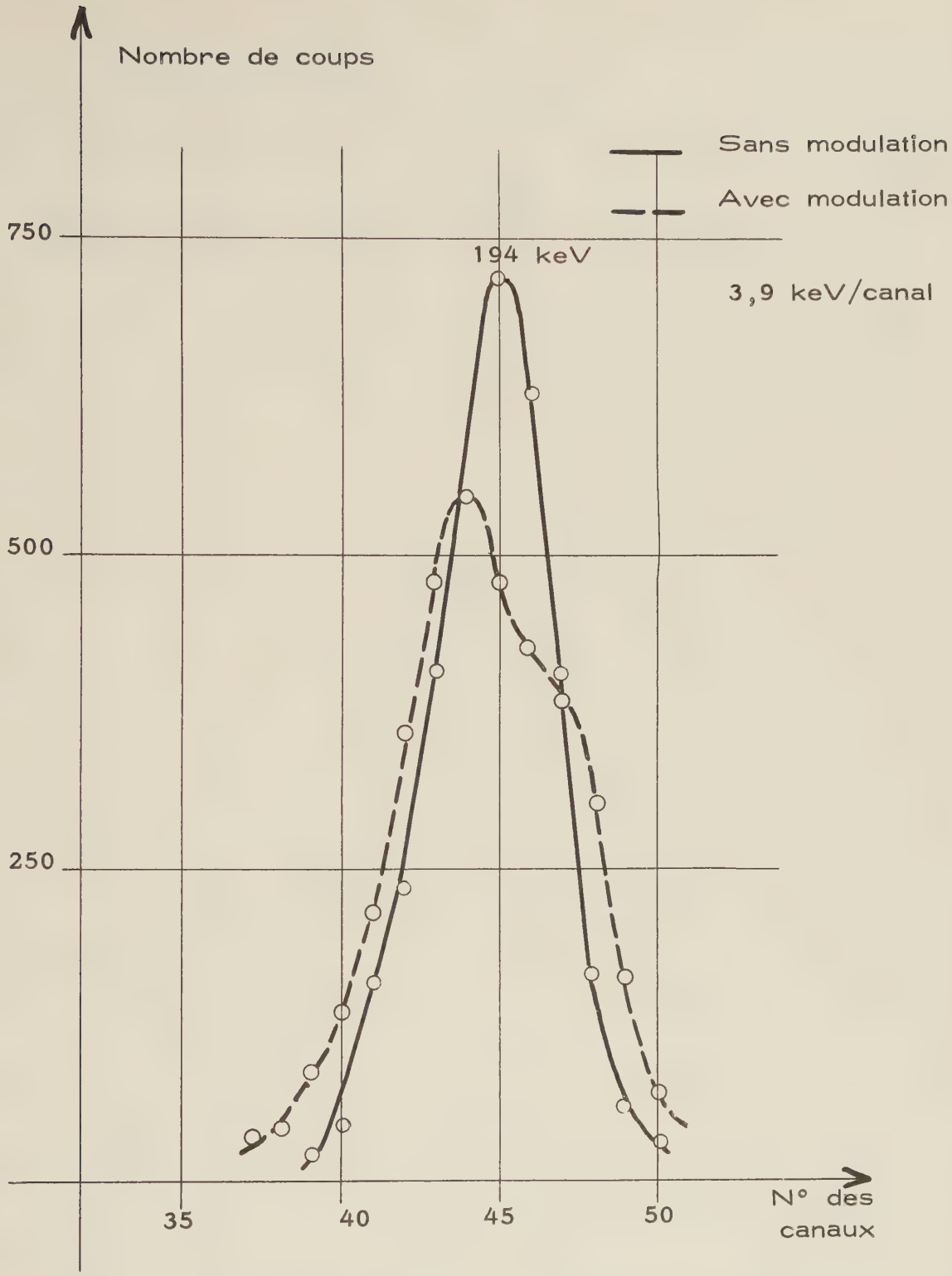


Fig. 48 - Pic K du mercure 203 avec et sans modulation.
Puissance de modulation : 124 w
Amplitude de modulation : 8,2 keV

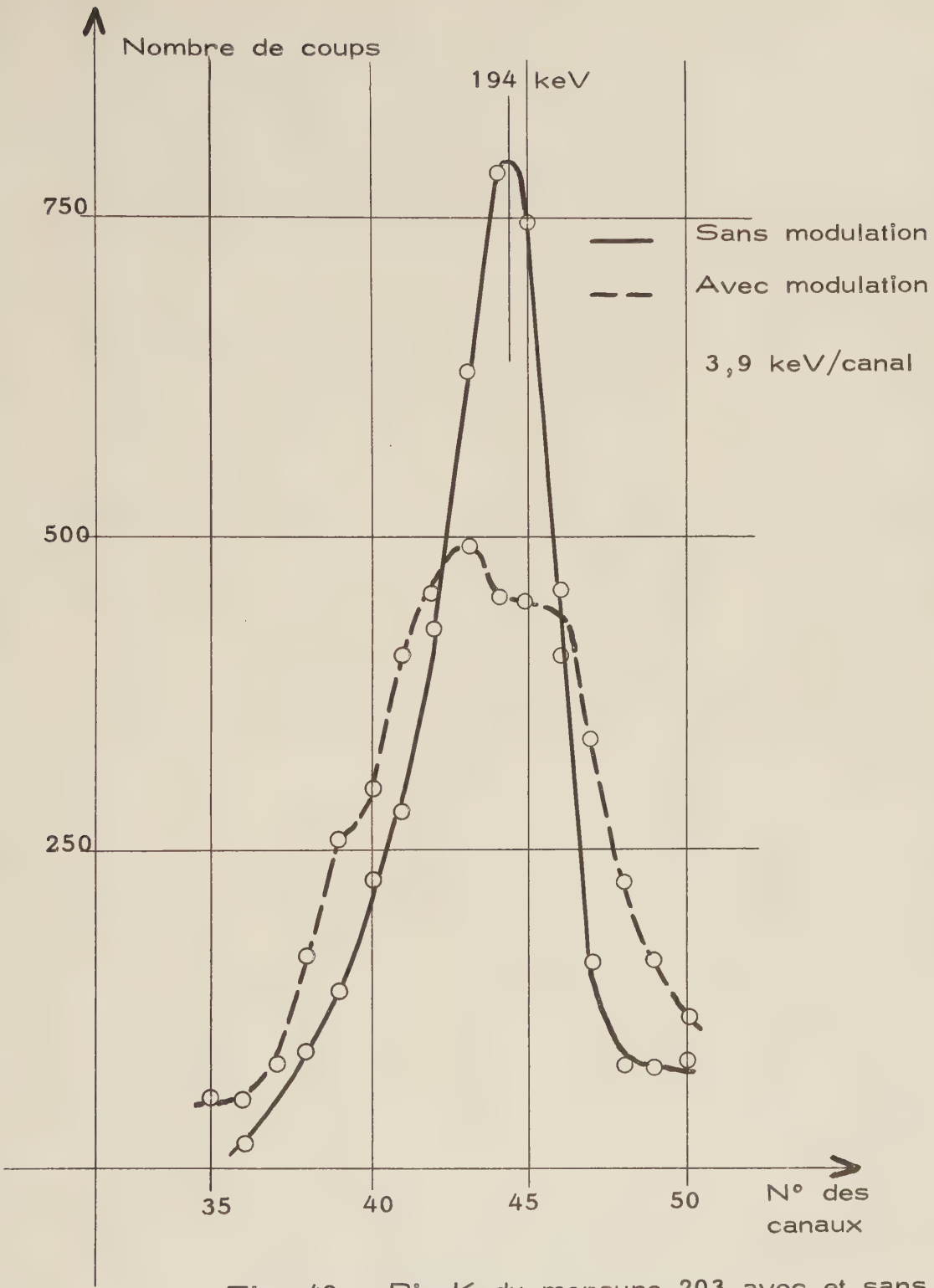


Fig. 49 - Pic K du mercure 203 avec et sans modulation.
Puissance de modulation : 180 w
Amplitude de modulation : 9,3 keV

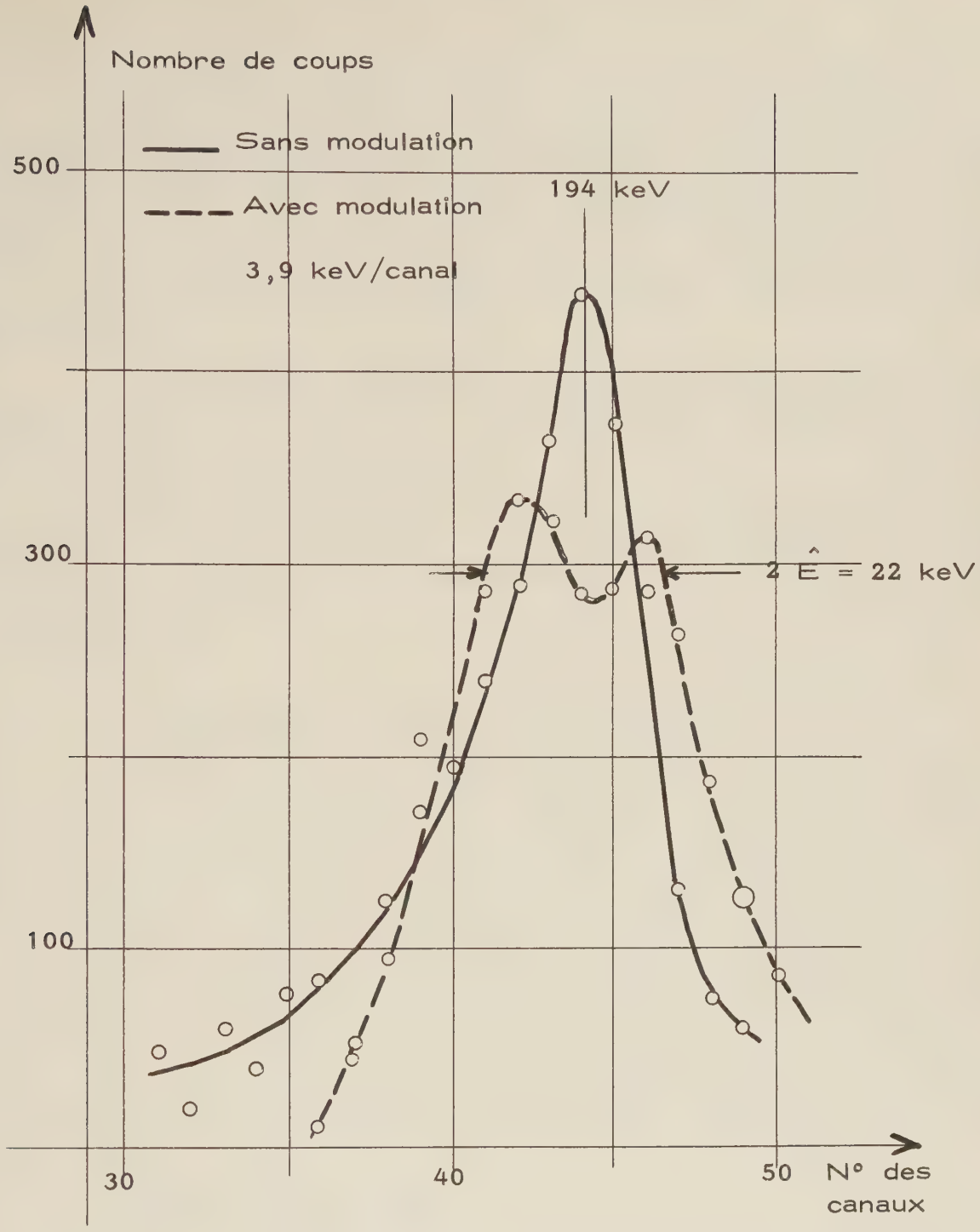


Fig. 50 - Pic K du mercure 203 avec et sans modulation.

Puissance de modulation : 220 w
Amplitude de la modulation :

D'après la méthode N°1 (p.58) : 10,5 keV
D'après la méthode N°2 (p.58) : 11 keV

Pour intégrer nous avons supposé, en première approximation, que pour chaque période haute fréquence, l'essentiel du comptage se faisait pendant un intervalle de temps où $\frac{2\pi t}{T}$ est voisin de 0, c'est à dire où t reste très inférieur à T. Cette approximation est justifiée si $\hat{E}$ est de l'ordre de a (figure 4); elle ne l'est plus si $\hat{E}$ est petit devant a.

Les résultats expérimentaux montrent (figure 51) que la méthode ne peut être employée pour des amplitudes de modulation inférieures à 6 keV (pour a = 16 keV).

Nous prendrons donc 6 keV comme amplitude minimum détectable de modulation. Seule une diminution de a permettrait d'abaisser cette valeur.

3 - Limitations du côté des fortes puissances

Nous avons été limité à une puissance de modulation de 280 watts par l'apparition d'arcs entre le plongeur et le fond de la cavité. A 300 w ces arcs ne sont pas permanents, mais ils se produisent suffisamment souvent pour interdire des mesures de longues durées.

Il est certainement possible de travailler à des puissances supérieures, car de tels arcs sont apparus dès les plus faibles puissances (160 w) et ont pu être éliminés progressivement par le polissage des surfaces et l'élimination des angles vifs dans la cavité.

4 - Etude du rapport $a/\hat{E}$

Nous avons vu (équation 9) que l'erreur sur le temps, dont est entachée la méthode hyperfréquence, est proportionnelle au rapport $a/\hat{E}$.

Dans l'état actuel des travaux la valeur de " a " est de l'ordre de 16 keV et celle de E de 12,5 keV pour une puissance de 280 watts, qui correspond à une tension anode de 1060 volts pour le générateur.

Nous avons ainsi :

$$\frac{a}{\hat{E}} \simeq 1,3$$

Un tel rapport $a/\hat{E}$ nous permet d'envisager la détermination d'un intervalle de temps avec une précision de $9,5.10^{-11}$ secondes (figure 5). Une telle précision est supérieure aux meilleurs résultats obtenus avec la méthode des coïncidences retardées (5.10^{-10}) secondes) (28) (29), et nous pensons qu'elle peut être nettement améliorée.

Les travaux en cours portent sur une diminution de " a " par :

- l'emploi de jonction de meilleure qualité possèdant une résolution de 10 keV au lieu de 15 keV pour les jonctions utilisées.
- le remplacement de l'amplificateur à nuvistors par un amplificateur équipé d'une triode à très faible bruit comme tube d'entrée du cascode.
- la modification de la géométrie du canal de passage des électrons dans la cavité.

Il est possible d'autre part d'augmenter $\hat{E}$ par :

- un accroissement de la puissance admise dans la cavité (mais dans le montage final destiné à la mesure des durées de vie la puissance disponible pour la cavité de modulation des électrons ne dépassera pas 300 watts en raison de la puissance nécessaire pour la cavité de déflection du faisceau) (la puissance du générateur hyperfréquence est limitée à 400 watts)
- la réalisation d'une cavité à résistance shunt plus élevée (diamètre du plongeur plus petit).

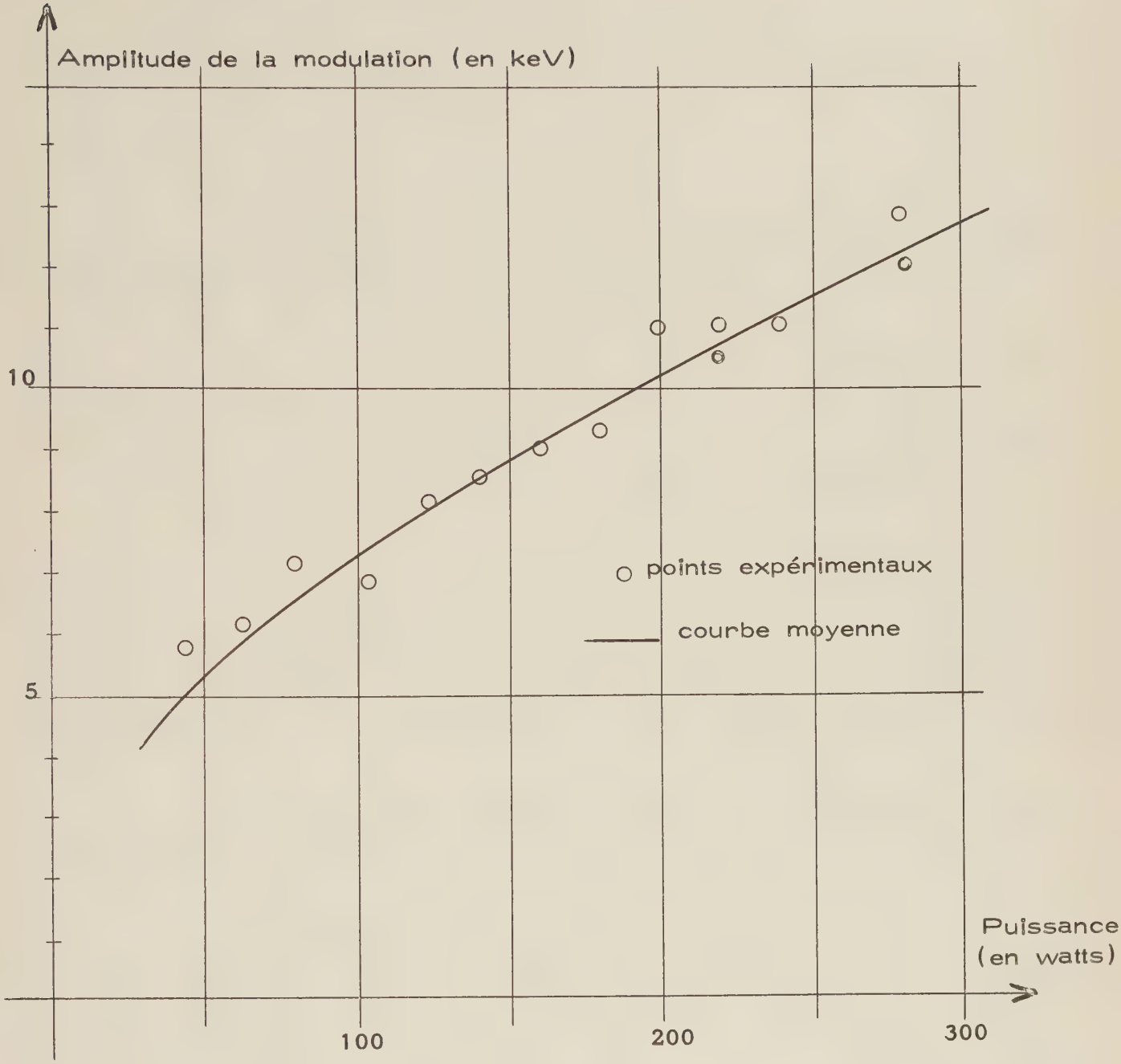


Fig. 51 - Amplitude de la modulation en énergie en fonction de la puissance fournie par le générateur.

CONCLUSION

Ce travail préliminaire sur l'étude et la mise au point d'un dispositif pour la mesure des durées de vie dans le domaine de la picoseconde, nous a conduit à deux études intéressantes :

a) celle de la détection des électrons par une jonction avec une résolution élevée.

b) celle de la réalisation d'une cavité adaptée géométriquement au but poursuivi et ayant une résistance shunt élevée.

Les études théoriques et expérimentales nous ont montré que ces deux problèmes pouvaient être résolus dans d'assez bonnes conditions et permettaient d'envisager dans l'état actuel des travaux la détermination d'un intervalle de temps avec une précision de $9,5.10^{-11}$ seconde.

Il semble ainsi possible d'étudier des niveaux dont la durée de vie est de l'ordre de 10^{-10} seconde.

Des travaux ultérieurs poursuivis au laboratoire, en particulier en ce qui concerne la pulsation du faisceau de protons de 2 MeV de l'accélérateur Van de Graaff, permettront de vérifier ce point et d'ouvrir un domaine de recherche très intéressant, capable de fournir aux théoriciens des données expérimentales inédites.

TABLE DES MATIERES

INTRODUCTION 1

CHAPITRE I - Théorie de la méthode de mesures des durées de vie à l'aide d'ondes hyperfréquences ... 3

1 - Exposé de la méthode hyperfréquence 3

2 - Analyse théorique de la méthode hyperfréquence 7

3 - Montage expérimental 11

4 - Etude théorique de la modulation en énergie d'un faisceau d'électrons 11

5 - Plan de l'étude expérimentale 14

CHAPITRE II - Spectrométrie béta par détecteurs à jonction

1 - Choix du dispositif spectrométrique 15

2 - Spectrométrie par jonction 17

3 - Etude élémentaire des jonctions à barrière de surface 19

4 - Electronique associée 24

5 - Résultats expérimentaux 26

6 - Spectrométrie des électrons d'énergie élevée 29

Pages

CHAPITRE III - Etude et réalisation de la cavité hyperfréquence de modulation 30

1 - Principe de la modulation 30

2 - Cavités à résistance shunt élevée 32

3 - Coefficient de surtension 35

4 - Couplage cavité-ligne de transmission 39

5 - Couplage par fenêtre 42

6 - Générateur hyperfréquence 47

7 - Détection des ondes hyperfréquences 51

8 - Description détaillée de la cavité utilisée 54

CHAPITRE IV - Résultats expérimentaux de la modulation en énergie des électrons par un champ hyperfréquence 57

1 - Conditions expérimentales 57

2 - Résultats obtenus 58

3 - Interprétation des résultats expérimentaux 59

- Ecart entre l'amplitude calculée et l'amplitude mesurée 59
- Limitationsdu côté des faibles puissances 60
- Limitations du côté des fortes puissances 61
- Etude du rapport $a/\hat{E}$ 61

CONCLUSION

BIBLIOGRAPHIE

1 E. BASHANDY Nucl. Industr. 12 (1961) 227 - 248

2 T.R. GERHOLM Ark. för Fys. 11 (1956) 55

3 B. JOHANSSON, T. ALVAGER Ark. för Fys. 17 (1960) 163

4 T. ALVAGER Ark. för Fys. 17 (1960) 495

5 B. SIGFRIDSSON Ark. för Fys. 24 (1963) 311

6 A.E. BLAUGRUND Thèse (1960) (Nuclear Physics Department of the weizmann Insfitute of Science - Rehovoth-israel

7 A.E. BLAUGRUND, Y. DAR, G. GOLDRING Phys. Rev. 120 (1960) 1328

8 Progress in Nucl. Phys. Vol. 4 p. 56 Pergamon Press (1955)

9 Béta and gamma Ray Spectroscopy K. SIEGBAHN, North Holland Publishing Cie

10 B. DUBORGEL Détecteurs à jonction à barrière de surface - Thèse - Lyon

11 ORTEC - Surface barrier detectors

12 S.S. FRIEDLAND, F.P. ZIEMBA The semi-conductors detectors-Methods of Exp. Phys. Vol. 5 Part. A p. 265

13 COCHE A., SIFFERT P., Compteurs à barrière de surface de très haute résistivité CRAS t.254 N° 7 p. 1261 (1962)

14 S. GORODETZKY, M. PORT, J. GRAF Nucl. Inst. Meth.

15 P. GRIVET, A. BLAQUIERE Le bruit de fond, Dunod Ed.

16 R. GENIN Electronique et Physique Nucléaire, Hermann Ed.

17 D.R. HAMILTON, L. GROSS Rev. Sci. Instr. 21-912 (1950)

18 Exper. Nucl. Phys. Vol.III p.486 E. SEGRE Edit.

19 AJZENBERG-SELOVE F. Nucl. Spectroscopy part. A academic Press

20 R. WARNECKE, P. GUENARD Tubes électroniques à commande par modulation de vitesse. Gauthier-Villars

21 Klystrons and microwave triodes R. HAMILTON
Mc GRAW-Hill book company New York

22 Reflex klystrons J.J.HAMILTON , Chapman Hall London

23 Microwave transmission circuits L. RAGAN; Mc GRAW - Hill

24 Handbook of microwave measurements,
Polytechnic Institute of Brooklyn

25 Tubes hyperfréquences - Compagnie Générale de Télégraphie sans fil

26 Technique of microwave measurements C.G. MONTGOMERY,
Mc GRAW - Hill

27 A. BASIRE, J. GOURDON Electronique associée aux détecteurs solides - Rapport CEA Juin 1962

28 E. BASHANDY Nucl. Instr. Meth. 12 (1961) 227

29 P.C. SIMMS, N. BENGZER-KOLLER, L.S. WU
Phys. Rev. 121 (1961) 1169

Vu :

Les membres du Jury

A. SARAZIN

J. DEPRAZ

R. CHERY

Vu et approuvé :

Le Doyen de la Faculté des Sciences

J. BRACONNIER

Vu et accordé le permis d'imprimé

Lyon, le 11 Juillet 1963

Le Recteur

P. LOUIS